PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. 1. Mai 1919. 20. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 11 am 10. Mai 1919.

INHALT:

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.
Martin Rothenbach †. S. 193.
Originalmitteilungen:
O. Hahn u. M. Rothenbach †, Über die Radioaktivität des Rubidiums. S. 194.
M. v. Laue, Läßt sich die Clausius-Clapeyronsche Gleichung auf die Glühelektronen anwenden? S. 202.
H. Löwy u. E. Weyhing, Akustische Pilotversuche. S. 203.
H. Löwy, Zur Erforschung der Tiefsee. S. 207.
O. E. Frivold, Ein Ausdehnungsapparat. S. 208.
O. Meißner, Messungen des Ausbleichens von Farben im Tageslicht. S. 210.
F. Kirchhof, Über eine Beziehung zwischen der *L*-Serie der Röntgenspektren und den Atomgewichten. S. 211.
Besprechungen:
M. v. Rohr, Die optischen Instrumente. S. 214.
G. Wiegner, Boden und Bodenbildung in kolloidchemischer Betrachtung. S. 215.
P. Ehrenberg, Die Bodenkolloide. S. 215.
E. du Bois-Reymond, Jugendbriefe an Eduard Hallmann. S. 215.
Tagesereignisse. S. 216.
Personalien. S. 216. **Gesuche.** S. 216.

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

Martin Rothenbach †.

Zu den Opfern, die der Krieg aus den Reihen der Wissenschaft gefordert hat, gehört auch das junge, hoffnungsvolle Leben Martin Rothenbachs. Er fiel am 6. Oktober 1914 bei Hebuterne in Frankreich.

Am 9. Januar 1890 zu Berlin geboren, studierte er Chemie in Marburg und Berlin, wo er als mein Schüler sich dem Gebiete der Radioaktivität zuwandte und seine Dissertation „Über die drei langlebigen Zerfallsprodukte in der Actiniumreihe“ machte. Er promovierte am 5. Dezember 1912. Ein Auszug aus seiner Dissertation wurde in dieser Zeitschrift 14, 409 bis 410, 1913, unter dem Titel: „Beitrag zur Kenntnis der langlebigen Actiniumprodukte“ von Otto Hahn und Martin Rothenbach veröffentlicht. Sofort nach Ablegung der Prüfungen wurde er Assistent an der radioaktiven Abteilung des neu errichteten Kaiser-Wilhelm-Instituts für Chemie und verblieb in dieser Stellung bis zum 1. Oktober 1913, seinem Eintritt als Einjährig-Freiwilliger in das 3. Garde-Feldartillerie-Regiment. Während der Assistentenzeit entstand die in diesem Heft veröffentlichte Arbeit über die Radioaktivität der Alkalimetalle, speziell des Rubidiums.

Die von Rothenbach ausgeführten Arbeiten erfordern ein besonderes Ausmaß von Zuverlässigkeit, Ausdauer und Geduld; Eigenschaften, die der Verstorbene in hohem Grade besaß und mit gründlichem gediegenem Wissen, scharfer Selbstkritik und großem Fleiß in vielversprechender Weise verband.

Fast noch über seine wissenschaftlichen Anlagen möchte man seine Charakteranlagen stellen. Hinter seiner feinen, bescheidenen, zurückhaltenden Art verbarg er eine Tiefe der Empfindung, Vornehmheit der Gesinnung und starke Überzeugungstreue, wie man sie sehr selten bei so jungen Menschen antrifft.

So bedeutet sein Tod für unsere Abteilung nicht nur den Verlust eines lieben, hoffnungsvollen Mitarbeiters, sondern auch eines sehr hochgeschätzten Menschen. Otto Hahn.

(Eingegangen 1. Februar 1919.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Radioaktivität des Rubidiums.

Von Otto Hahn und Martin Rothenbach †.

Die vorstehende Arbeit weist insofern einige Lücken auf, als einige Tatsachen nur als Resultate gebracht und nicht mit allem Zahlenmaterial belegt werden können. Herrn Rothenbachs Laboratoriumsjournale wurden nach seinem Tode von seinen Angehörigen mit anderen Papieren vernichtet. In meinem Besitz sind nur die Kurven und die endgültigen Zahlen. Da diese einwandfrei sind, so sollen die erhaltenen Resultate hier mitgeteilt werden, besonders da eine Fortführung der Arbeiten jetzt, nachdem in dem Institut schon mit mancherlei anderen aktiven Stoffen gearbeitet worden ist, wegen der Infektionsgefahr auf große Schwierigkeiten stoßen würde.

Bekanntlich sind außer den eigentlich radioaktiven Substanzen, die alle in einer Beziehung zu den Elementen mit höchstem Atomgewicht, dem Uran und Thorium, stehen, noch die Alkalimetalle Kalium und Rubidium als einwandfrei radioaktiv erkannt. Während aber über das Wesen der Radioaktivität der ersteren völlige Klarheit herrscht, ist dies bei den Alkalimetallen noch nicht der Fall. Vor allem ist die Frage noch unbeantwortet: Handelt es sich auch hier um einen Atomzerfall, entstehen also auch hier andere chemische Elemente, oder bleiben die Alkalisalze unverändert als solche bestehen? Durch die Versuche einer ganzen Reihe von Forschern kann man jetzt als sicher annehmen, daß die vom Kalium und Rubidium emittierten Strahlen β-Strahlen vorstellen. α-Strahlen hat man nicht nachzuweisen vermocht, obgleich in Staßfurter Kalisalzen ein im Verhältnis zu Steinsalz ungewöhnlich hoher Heliumgehalt beobachtet wurde.

Die große Zahl der vor allem beim Kalium unternommenen Versuche, nachzuweisen, ob die Aktivität nicht von Spuren beigemengter, stark aktiver Substanzen herrührt, führten alle zu keinem Erfolg. Die Aktivität beliebiger Kaliumsalze war immer proportional dem Gehalt an Kaliumelement[1]).

Die Intensität der Strahlung der Alkalimetalle wird in der Literatur allgemein als äußerst gering angegeben.

1) Über die umfangreiche Literatur siehe den zusammenfassenden Bericht von Elster und Geitel, Jahrb. d. Rad. u. El. 10, 323—339, 1913; Stefan Meyer und E. v. Schweidler, Lehrbuch der Radioaktivität 1916.

In Übereinstimmung mit den Entdeckern der Aktivität der Alkalimetalle, Campbell und Wood, gibt Henriot für die β-Aktivität von Radium- und Rubidiumsulfat an, daß diese etwa $^1/_{1000}$ der β-Aktivität einer gleich großen Uranoxydoberfläche betrage. Dabei sind aber die Strahlen des Kaliums und Rubidiums untereinander beträchtlich verschieden, und zwar sind die Kaliumstrahlen nach Campbell[1]) etwa 16 mal, nach Henriot[2]) etwa 10 mal durchdringender als die des Rubidiums. Dagegen ist die Intensität der Strahlung beim Rubidium nach denselben Verfassern größer als beim Kalium.

Der Zweck der vorliegenden Untersuchungen war der, die Strahlen der Alkalimetalle in ihrer Durchdringlichkeit und Intensität mit denen bekannter radioaktiver Substanzen ähnlicher Durchdringbarkeit zu vergleichen. Außerdem sollte bei dem noch weniger erforschten Rubidium noch einmal der Frage nach einer geringen, stark aktiven Beimengung nähergetreten und auch das Cäsium erneut einer Prüfung auf sehr weiche Strahlen unterzogen werden.

Zur Verfügung standen außer reinem Rubidium-, Kalium- und Cäsiumsulfat von Kahlbaum eine größere Anzahl Rubidiumsalze verschiedenen Alters, die uns Herr Generaldirektor Dr. Feit von den Vereinigten Leopoldshaller Chemischen Werken und die Kaliwerke Aschersleben und die Kgl. Berginspektion Vienenburg leihweise überlassen haben[3]).

Die Messungen geschahen auf elektroskopischem Wege in der üblichen Weise. Nur waren die benutzten Elektroskope — ein α-Strahlen- und ein β-Strahlenelektroskop kamen zur Verwendung — sehr viel größer als die gewöhnlichen. Das α-Elektroskop hatte einen Plattendurchmesser von 25 cm und einen Plattenabstand von 10 cm. Das β-Elektroskop hatte bei kleiner Kapazität einen Ionisierungsraum von 10 cm Höhe und 30 cm Länge und Breite. Es war unten durch eine Aluminiumfolie von 0,01 mm luftdicht abgeschlossen. Während im ersteren Falle also die Strahlen direkt zur Messung gelangten, mußten sie hier erst das $^1/_{100}$ mm Aluminium durchdringen.

1) N. Campbell, Proc. Camb. Phil. Soc. 14, 15—21, 1906; 15, 11—12, 1908.

2) E. Henriot, Le Radium 7, 40—48, 1910.

3) Es sei uns gestattet, Herrn Generaldirektor Dr. Feit und den genannten Werken auch hier unseren herzlichsten Dank auszusprechen.

1. Vergleich verschieden alter Rubidiumsalze untereinander.

Wie eingangs erwähnt, haben alle Arbeiten, beim Kalium Aktivitätsänderungen durch chemische Behandlung zu erzielen, also den Nachweis einer unbekannten radioaktiven Beimengung zu erbringen, zu keinem Resultat geführt [1]) [2]). Ebenso negativ verliefen Versuche von Biltz und Markus [3]), die sich Kaliumsulfat aus Kaliummineralien verschiedensten geologischen Alters herstellten und miteinander verglichen. Die Aktivität pro Metalleinheit war immer die gleiche. Dies ist auch insofern auffallend, als bei den gewöhnlichen Radioelementen fast immer durchdringende β-Strahlen von langlebigen Produkten emittiert werden. Die β-Strahlen des Kaliums haben sicher eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 90 Proz. Lichtgeschwindigkeit; man hätte also auch aus diesem Grunde beim Kalium einen kurzlebigen Körper vermuten müssen.

Die Rubidium-β-Strahlen sind zwar weniger durchdringend als die des Kaliums, aber auch hier besteht noch die obige Schwierigkeit.

Systematische Trennungsversuche sind beim Rubidium noch nicht gemacht worden. Da es stärker aktiv ist als Kalium, sich daher verhältnismäßig leicht messen läßt, so konnte man beim Vergleiche verschieden alter Rubidiumsalze vielleicht Unterschiede in der Aktivität erwarten. Eine solche Möglichkeit bestände nicht nur für den Fall, daß bei der Herstellung des Salzes eine direkte Abtrennung einer unbekannten β-strahlenden Substanz stattgefunden hätte, sondern auch dann, wenn etwa die charakteristischen β-Strahlen nicht vom eigentlichen Rubidium, sondern von einem kurzlebigen Isotop des Rubidiums herrührten, das dann über unbekannte Zwischenprodukte sich aus dem primären Rubidium bildete (etwa analog dem Falle Thorium—Radiothorium). Die Zwischenprodukte würden dann bei der Herstellung abgetrennt, und Aktivitätsunterschiede verschieden alter Salze (genau wie bei verschieden alten Thoriumpräparaten) wären die Folge.

Verglichen wurden gleiche Mengen Rubidiumsulfat:

1. neuerer Herstellung, von Kahlbaum bezogen,
2. 11 Jahre alt,
3. 21 Jahre alt.

Außerdem wurden drei verschiedene Proben Rubidiumalaun neueren, aber bekannten Herstellungsdatums miteinander verglichen.

Die Bedingungen der Messungen waren völlig gleich. Die Aktivitäten stimmten innerhalb der Meßgenauigkeit durchaus überein.

Irgendein Hinweis auf eine radioaktive Beimengung im Rubidium oder eine komplexe Zusammensetzung ließ sich also nicht finden. Die Verhältnisse liegen augenscheinlich genau so wie beim Kalium. Die Aktivität auch des Rubidiums ist eine Atomeigenschaft des Elementes.

2. Durchdringbarkeit der β-Strahlen des Rubidiums.

Campbell findet die β-Strahlen des Rubidiums etwa 16mal, Henriot 10mal absorbierbarer als die des Kaliums. Die Durchdringbarkeit der letzteren wird dabei mit der der β-Strahlen des Urans verglichen, wobei zweifellos die durchdringenden Strahlen des Urans X_2 gemeint sind und nicht die nur in dünnen Schichten gut nachweisbaren weichen Uran X_1-Strahlen. In einer späteren Mitteilung vergleicht Henriot [1]) die β-Strahlen des Rubidiums in ihrer Durchdringbarkeit mit denen des Radiums.

Eine andere Angabe findet sich in einer Arbeit von Bergwitz [2]), der die Natur der Rubidiumstrahlen, ähnlich wie es Campbell und Henriot und Vavon für die Kaliumstrahlen machten, durch die Einwirkung eines magnetischen Feldes als β-Strahlung nachweist. Bergwitz vergleicht die Ablenkung der Rubidiumstrahlen mit der der β-Strahlen von Radium E, und schließt daraus auf ihre Geschwindigkeit. Für die Geschwindigkeit der β-Strahlen von Radium E nimmt Bergwitz den H. W. Schmidtschen Wert von $2{,}31 \cdot 10^{10}$ cm/sec [3]) und schließt aus seinen Resultaten für die β-Strahlen des Rubidiums auf die 0,8-fache Geschwindigkeit. Nach Bergwitz ergibt sich so für die β-Strahlen des Rubidiums ein Wert von etwa $1{,}85 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

Wir haben die Durchdringbarkeit der β-Strahlen des Rubidiums in genau derselben Weise bestimmt, wie dies früher von O. Hahn und L. Meitner [4]) für die β-Strahlen fast aller Radioelemente ausgeführt worden ist, nämlich durch direkte Absorptionsmessungen in bekannten Schichten Aluminium. Um zu prüfen, ob diese Methode unter den oben angegebenen

1) Elster u. Geitel, diese Zeitschr. 11, 275—280, 1910.
2) Henriot, l. c.
3) Biltz u. Markus, Zeitschr. f. anorg. Chem. 81, 369—377, 1913.

1) E. Henriot, Le Radium 9, 224—227, 1912.
2) K. Bergwitz, diese Zeitschr. 14, 655—658, 1913.
3) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. 8, 361—373, 1907.
4) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. 9, 321 bis 333, 1908.

Versuchsbedingungen einwandfreie Resultate gibt, wurden auf dieselbe Weise und in denselben Elektroskopen die bekannten β-Strahlen von $U X_2$ und die weichen von $U X_1$ zur Messung gebracht, der gefundene Absorptionskoeffizient dann mit dem früher gefundenen verglichen.

Entsprechend den großen Dimensionen der Elektroskope wurden die zu untersuchenden Präparate in möglichst gleichmäßiger Schicht auf Aluminiumplatten vom Durchmesser 25 cm aufgetragen. Beim Uran genügte entsprechend seiner leicht meßbaren β-Strahlung 0,1—0,3 g Substanz, die nach Anreiben mit Chloroform mittels eines Pinsels auf die Platte aufgetragen wurden.

Die dabei erhaltenen Schichten kann man wohl als fast unendlich dünn betrachten. Es

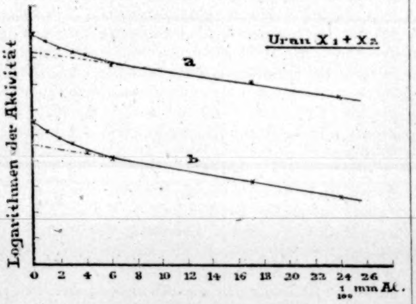


Fig. 1.

gelangten mehrere Präparate zur Messung, die praktisch dasselbe Resultat gaben. Um die α-Strahlen auszuschalten, wurden die Uranmessungen nur in dem durch $^1/_{100}$ mm Aluminium abgeschlossenen β-Elektroskop vorgenommen.

Die Absorptionsmessung geschah in der üblichen Weise derart, daß das Präparat mit zunehmenden Schichtdicken Aluminium bedeckt, und die jeweilige Aktivität gemessen wurde.

Das Resultat war das für eine weiche und eine durchdringende Strahlung zu erwartende: Ein anfänglich steiler Abfall, hervorgerufen durch die weichen $U X_1$-Strahlen und dann ein exponentialer Abfall entsprechend einer homogenen durchdringenden $U X_2$-Strahlung.

Figur 1 gibt die Resultate für zwei verschiedene Präparate graphisch wieder.

Als Abszissen sind die Schichtdicken Aluminium in $^1/_{100}$ mm, als Ordinaten die Logarithmen der Aktivität aufgetragen.

Die Aluminiumschicht, in der die durchdringenden $U X_2$-Strahlen auf die Hälfte herabgedrückt werden, ergibt sich im Mittel zu 0,38 mm. Hahn und Meitner haben in der oben erörterten Mitteilung den Wert 0,434 mm angegeben.

Die Übereinstimmung kann unter Berücksichtigung der wesentlich anderen Meßbedingungen als befriedigend angesehen werden.

Um nun aus den erhaltenen Kurven den

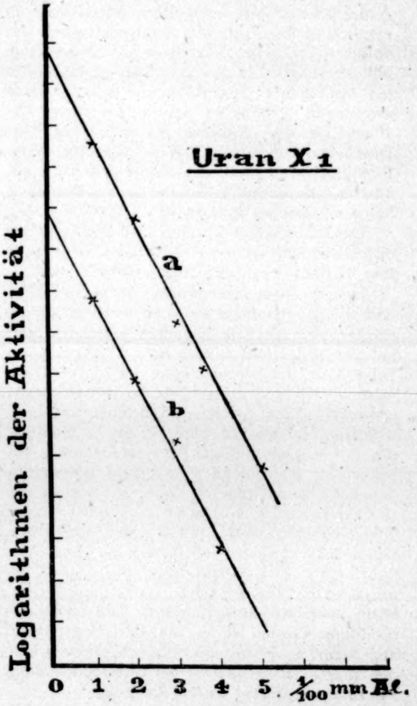


Fig. 2.

Absorptionskoeffizienten für die weichen $U X_1$-Strahlen zu erhalten, wurde die exponentiale Kurve für das $U X_2$, wie in der Figur angedeutet, nach 0 extrapoliert und die dabei erhaltenen Werte von den tatsächlich gefundenen abgezogen. Man erhält dann die Absorption der weichen β-Strahlen des $U X_1$ allein. In der Fig. 2 sind die dabei erhaltenen Absorptionskurven für die obigen Präparate wiedergegeben.

Abszissen und Ordinaten haben dieselbe Bedeutung wie in Fig. 1. Man sieht, daß die Absorption auch der weichen U-β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz erfolgt. Die Hälfte der Strahlen wird in 0,015 mm Aluminium absorbiert. Dies entspricht einem Absorptionskoeffizienten von 463 cm^{-1}. H. W. Schmidt[1]) findet unter etwas anderen Versuchsbedingungen den Wert 510 cm^{-1}. Fajans und Göhring[2]) geben in einer Arbeit, in der sie den Nachweis erbringen, daß die durchdringenden β-Strahlen von dem von ihnen aufgefundenen UX_2, die langsamen von UX_1 herrühren, als Wert für den Absorptionskoeffizienten $=500$ an. Unser Wert stimmt also mit den früheren innerhalb 8—10 Proz. überein.

Für ein Präparat von 0,28 g Uranoxyd, also 0,56 mg/qcm, erhielten wir eine Beteiligung der weichen Strahlen an der Gesamtstrahlung von 21,4 Proz. Für eine noch dünnere Schicht war das Verhältnis 24 Proz. Es scheint also doch, daß schon in einer Schicht von $^1/_2$ mg Substanz pro qcm eine gewisse Absorption der weichen Strahlen stattfindet, besonders da die Schicht durch das Aufstreichen der Masse mittels eines Pinsels nicht ganz gleichmäßig wird.

Der Wert von 23 Proz. Beteiligung der weichen UX_1-Strahlen an der Gesamtstrahlung des UX dürfte wohl unter unseren Versuchsbedingungen der richtige sein.

Zur Untersuchung der β-Strahlen des Rubidiums wurde reines Rubidiumsulfat in fein pulverisierter Form durch ein äußerst feines Metallsieb auf Aluminiumplatten von 25 cm Durchmesser aufgestäubt. Nach einiger Übung gelingt es, auf diese Weise sehr gleichmäßige Schichten des Salzes zu erhalten, und eine ganze Anzahl derartiger Rubidiumsulfatplatten wurde hergestellt.

Die Absorptionskurven wurden nun mit verschiedenen Platten durchgeführt. Als absorbierende Schichten dienten wieder Aluminiumfolien von $^1/_{100}$ mm Dicke, die zwischen zwei flachen Ringen eingeklemmt glatt über der Substanz angebracht wurden. In der Fig. 3 sind die erhaltenen Resultate graphisch dargestellt.

Als Abszissen sind wieder die Schichtdicken Aluminium in $^1/_{100}$ mm, als Ordinaten die Logarithmen der Aktivität aufgetragen. Kurven a und c wurden mit 12,6 g, Kurve b mit 10,8 g aufgenommen. Die Messungen für a und b geschahen im geschlossenen Elektroskop, die für c im offenen. Die Kurven stellen gerade Linien dar und beweisen, daß unter den eingehaltenen Bedingungen die Absorption der Rubidium-β-Strahlen nach einem Exponentialgesetz erfolgt. Man kann daraus den Schluß ziehen, daß beim Rubidium β-Strahlen sehr verschiedener Geschwindigkeit nicht vorkommen, sondern daß es sich wohl um eine im großen und ganzen homogene Strahlung handeln wird.

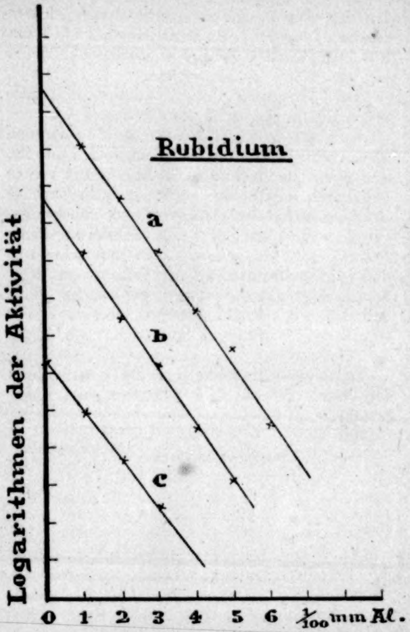


Fig. 3.

Aus den Kurven ergibt sich für die Halbwertschichtdicke d

für Kurve a 0,020 mm Aluminium
„ „ b 0,020 „ „
„ „ c 0,0225 „ „

Hieraus folgen für den Absorptionskoeffizienten in Aluminium die Werte 347, 347, 308 cm^{-1}. Es wurden auch Kurven mit dünneren Schichten aufzunehmen versucht; für diese ließen sich aber bei der Schwachheit der Intensitäten nur 2, höchstens 3 Punkte messen. Der allgemeine Verlauf schien auch hier derselbe zu sein.

Wie schon erwähnt, wurde die Kurve c in dem α-Elektroskop erhalten, die anderen in dem geschlossenen. Da die Absorption der β-Strah-

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **10**, 6—16, 1909.
2) Fajans u. Göhring, diese Zeitschr. **14**, 877 bis 884, 1913.

len des Urans auch im geschlossenen Elektroskop vorgenommen wurde, so sind die Werte aus den Kurven *a* und *b* direkt mit denen für das UX_1 zu vergleichen.

Die β-Strahlen des Rubidiums sind also etwas durchdringender als die des UX_1.

In einer früheren Arbeit von Hahn und Meitner[1]) wurde der Nachweis erbracht, daß auch das eigentliche Radium außer seinen bekannten α-Strahlen leicht absorbierbare β-Strahlen aussendet. Die Verfasser fanden dafür den Wert 312 cm^{-1}, als Halbierungsdicke 0,0222 mm Aluminium. Man sieht hieraus, daß die β-Strahlen des Rubidiums in ihrer Durchdringbarkeit zwischen denen des UX_1 und denen des Radiums liegen, und zwar sind sie denen des Radiums noch näher als denen des UX_1.

Zur Übersicht seien hier die entsprechenden Werte für die drei Elemente zusammengestellt:

Element	Absorptionskoeffizient	Halbierungsdicke in mm
Radium	312 cm^{-1}	0,0222
Rubidium	347 „	0,020
Uran X_1	463 „	0,015

Die von v. Baeyer, Hahn und Meitner photographisch aufgenommenen Spektren der β-Strahlen von Radium[2]) und UX[3]) ergaben für Radium die Werte 65 und 52 Proz. Lichtgeschwindigkeit, für Uran außer einem schwachen Band von etwa 59 Proz. Lichtgeschwindigkeit zwei scharfe Linien von 52 Proz. (schwach) und 48 Proz. (stark). Der Schwerpunkt wird beim Radium, das nicht in unendlich dünner Schicht untersucht werden konnte, bei etwa 60 Proz. liegen, beim UX bei 52 Proz.

Die Geschwindigkeit der β-Strahlen des Rubidiums dürfte also etwa 58 bis 60 Proz. von der des Lichtes betragen. Der von Bergwitz auf anderem Wege berechnete Wert von $1,85 \cdot 10^{10}$ cm = 61,7 Proz. Lichtgeschwindigkeit stimmt in Anbetracht der verschiedenen Methoden sehr gut damit überein.

3. Gesamtaktivität der β-Strahlen des Rubidiums, verglichen mit Uran.

Über die Intensität der Rubidium- und Kaliumstrahlen sind die Angaben wenig definiert. Übereinstimmend wird betont, daß die Strahlung äußerst gering ist, etwa $^1/_{1000}$ der β-Strahlung des Urans, die des Rubidiums aber größer als die des Kaliums.

Meyer und v. Schweidler[1]) verglichen die Henriotschen Zahlen über den Sättigungsstrom definierter Schichten Rubidiumsulfat und Kaliumsulfat mit denen entsprechender Schichten Uranoxyd und folgern, daß die Gesamtaktivität gleicher Gewichtsmengen der Alkalimetalle und Uran sich der Größenordnung nach wie 1 : 1000 verhalten. In letzterem Falle scheinen aber auch die α-Strahlen in dicker Schicht in den Vergleich mit einbezogen zu sein.

In keinem Falle wurden die β-Strahlen der Alkalimetalle mit analogen β-Strahlen einheitlicher anderer Radioelemente in Beziehung gebracht. Wir haben dies durchgeführt, indem wir die β-Strahlen des Rubidiums mit denen des UX_1 unter möglichst gleichen Bedingungen verglichen. Wie oben angeführt, sind diese beiden β-Strahlentypen recht ähnlich.

Ein Vergleich der Rubidiumstrahlen mit denen der noch ähnlicheren β-Strahlen des Radiums scheitert neben anderen Schwierigkeiten an der Unmöglichkeit, Radium über eine für diese Messungen notwendige Zeit frei von allen Zerfallsprodukten zu erhalten.

Um wirklich einwandfreie Messungen sowohl für Rubidium als UX zu ermöglichen, müßten beide Substanzen in derart dünner Schicht zur Untersuchung gelangen, daß in der Schicht selbst eine Absorption von Strahlen nicht stattfindet. Dies läßt sich für das Rubidium nicht ermöglichen. Würde man dagegen dicke Schichten miteinander vergleichen, dann würden beim UX die durchdringenden Strahlen des UX_2 derart überwiegen, daß eine Extrapolation auf die weiche Strahlung des UX_1 sehr ungenau, wenn nicht unmöglich wäre.

Wir verwendeten die schon oben erwähnten Platten mit dünnen Schichten Uranoxyd, mit denen man die reine UX_1-Strahlung sehr leicht in ihrer Intensität bestimmen kann. Verglichen wurden damit erst Platten mit dicken Schichten Rubidiumsulfat; dann wurde versucht, auch auf dünnere Schichten herunterzugehen.

Die Messungen wurden im geschlossenen Elektroskop ausgeführt, um die α-Strahlen des Urans auszuschließen. Zu den erhaltenen Werten konnte dann leicht der in dem $^1/_{100}$ mm *Al* absorbierte Betrag hinzugezählt werden; da ja, wie wir oben gezeigt haben, sowohl die Strahlung des Rubidiums wie auch die des UX_1 und UX_2 innerhalb der Versuchsfehler in Aluminium nach einem Exponentialgesetz absorbiert werden.

1) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **10**, 741 bis 745, 1909.
2) v. Baeyer, Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. **12**, 1099—1101, 1911.
3) v. Baeyer, Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. **15**, 649—650, 1914.

1) Meyer u. v. Schweidler, Radioaktivität, S. 428.

Bei Verwendung einer dicken Schicht von 12,6 g Rubidiumsulfat pro 500 cm² Oberfläche ergab sich pro Gramm für die Aktivität des Rubidiumsalzes verglichen mit der Gesamt-β-Aktivität 1 g Urans das Verhältnis 1 : 184, wobei die Absorption in dem Aluminium bereits berücksichtigt ist. Der Wert 184 ist das Mittel aus mehreren Vergleichen mit verschiedenen Uranplatten. Die Werte stimmten auf etwa 10 Proz. überein. Nun enthält Uranoxyd (U_3O_8) 85 Proz. Uran und Rubidiumsulfat (Rb_2SO_4) 64 Proz. Rubidium. Auf Metall umgerechnet erhält man also das Verhältnis der Strahlungsintensitäten 1 : 138,7.

Wie wir weiter oben gesehen haben, beteiligt sich die weiche UX_1-Strahlung an der Gesamt-β-Strahlung des Urans bei unseren Meßbedingungen zu rund 23 Proz. Hieraus ergibt sich das Verhältnis von Rubidium zu UX_1 zu 1 : 32.

Bei der Weichheit der Rubidiumstrahlen wurde aber in der verwendeten Rubidiumplatte natürlich ein großer Prozentsatz der Strahlen in der Schicht selbst absorbiert, während dies für die fünfzigmal dünnere Uranoxydschicht kaum der Fall ist.

Deshalb wurde auch der Vergleich auf eine dünne Rubidiumplatte mit einem Gesamtgewicht von 1400 mg = 2,8 mg pro cm² ausgedehnt, obgleich die Messungen hier auch für dasselbe Präparat zu verschiedenen Zeiten ziemlich schwankende Werte zeigten.

Aus den gefundenen Zahlen ergab sich auf dieselbe Weise statt des oben angegebenen Wertes 1 : 32 der Wert 1 : 16. Bei unendlich dünner Schicht würden sich diese Zahlen sicher noch etwas zugunsten des Rubidiums verschieben. Es wurde daher versucht, auf die Schichtdicke Null zu extrapolieren, und zwar durch Messung einer ganzen Anzahl von Rubidiumplatten, beginnend mit den 12,6 g also 25 mg pro cm² — dann fallend über 10,8 g, 6,0 g, 4,1 g, 2,4 g und 1,9 g bis zu den schon erwähnten 1,4 g. Stellt man die gefundenen Aktivitäten graphisch mit steigender Schichtdicke dar, so erhält man den ungefähren Verlauf einer Sättigungskurve; von 12 g ab ist die Aktivität schon ungefähr konstant, eine Zunahme der Schicht gibt keine wesentliche Erhöhung der Ionisation mehr. Die den dünneren Schichten entsprechenden Punkte stimmten aber bei der sehr geringen gemessenen Intensität nicht so überein, daß eine Extrapolation auf die Schicht Null möglich gewesen ist.

Es wird deshalb für das Verhältnis der Aktivitäten der Wert 1 : 15 angenommen; es dürfte auf etwa 20 Proz. richtig sein.

Man sieht, daß bei einem Vergleich der β-Strahlen des Rubidiums mit analogen Strahlen anderer Radioelemente das Rubidium durchaus nicht so schwach aktiv ist, wie man überall in der Literatur angegeben findet.

Könnte man statt des Urans Thorium zum Vergleich heranziehen, so würde die Annäherung an die gewöhnlichen radioaktiven Elemente noch in die Augen springender sein. Denn die β-Aktivität von Thorium + Zerfallsprodukten ist geringer als die gleicher Gewichtsmengen Uran, obgleich mehr β-Strahlenprodukte in Thorium + Zerfallsprodukten enthalten sind als in $UX_1 + X_2$. Auch aus der fast dreimal höheren Lebensdauer des Thoriums gegenüber dem Uran läßt sich auf die geringere Aktivität des Thoriums schließen.

Die Schätzung wird daher eher zu ungünstig als zu günstig ausfallen, wenn wir folgern, daß das Rubidium höchstens zehnmal schwächer aktiv ist als eine gleiche Gewichtsmenge Thorium, verglichen mit β-Strahlen ähnlicher Geschwindigkeit, etwa denen des Radiothors (von 51 und 47 Proz. Lichtgeschwindigkeit[1])).

Eine gleiche Untersuchung wie für Rubidium war ursprünglich auch für das Kalium geplant. Sie wurde aber nicht zum Abschluß gebracht, und die Zahlen sind leider nicht erhalten. Wir bestätigten die früheren Angaben der sehr viel durchdringenderen Strahlen und der geringeren Aktivität des Kaliums. Bei unseren Versuchsbedingungen und unter Verwendung ziemlich dünner Schichten war Kalium um ein Mehrfaches schwächer als das Rubidium. Genaue Zahlen mit nicht zu dicken Schichten waren bei unserer Meßmethode kaum zu erhalten. Die Henriotsche Angabe des Verhältnisses von Rubidium zu Kalium wie 2 : 1 verschiebt sich bei dünneren Schichten sicher noch zuungunsten des Kaliums; und in der Tat findet Campbell[2]) für das Verhältnis den Wert mindestens 7 : 1.

Auch mit Cäsium wurden einige orientierende Versuche unternommen, eine Aktivität nicht gefunden.

4. Zur Frage nach dem Atomzerfall der Alkalimetalle.

Die Frage nach dem Wesen der Aktivität der Alkalimetalle wird durch die Erkenntnis, daß die Rubidiumstrahlung nur etwa 10mal schwächer ist, als die analoge β-Strahlung von Thor und Uran, in verstärktem Maße in den Vordergrund des Interesses gerückt. Die Strah-

1) v. Baeyer, Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. 16, 6—7, 1915.

2) N. Campbell, Proc. Camb. Phil. Soc. 14, 11 bis 12, 1908.

len verhalten sich genau wie die üblichen β-Strahlen radioaktiver Substanzen; die etwas geringere Intensität kommt gegenüber den Unterschieden in der Intensität der anderen Radioelemente gar nicht in Betracht, da diese entsprechend dem Bereiche ihrer Lebensdauer das ungeheure Intensitätsintervall von mehr als $1 : 10^{27}$ umschließen.

Das Gesetz der radioaktiven Vorgänge und Umwandlungen für alle diese Substanzen ist klar und durch die bekannte Verschiebungsregel festgelegt.

Sollte dies für die Alkalimetalle nicht auch gelten?

Wenn aber die Gesetze der radioaktiven Umwandlungen auch für die Alkalimetalle Geltung haben, dann muß aus dem β-strahlenden Kalium das Calcium, aus dem Rubidium das Strontium entstehen, genau so wie sich etwa das Thalliumisotop *ThD* durch β-Strahlenemission in Blei verwandelt.

Diese Frage wurde schon von H. Lachs[1]) und auch von Meyer und v. Schweidler in ihrem Lehrbuch diskutiert.

Meyer und v. Schweidler geben auch den Weg an, wie man diese grundsätzlich wichtige Frage einer experimentellen Entscheidung zuführen könnte, nämlich durch Vergleich des Atomgewichts von Calcium aus geologisch sehr alten Kaliumlagern mit dem von Calcium gewöhnlichen Vorkommens.

Im ersten Augenblick erscheint die Entscheidung dieser Frage durchaus möglich. Es gibt in der Natur Kaliummineralien hohen Alters mit verhältnismäßig hohem Kaliumgehalt, die nach ihrer chemischen Formel frei von Calcium sein müßten. Es sind dies vor allem die reinen, schön kristallisierenden Kalifeldspate $KAlSi_3O_8$ und auch viele Kaliglimmer. Erstere, z. B. der Adular vom St. Gotthardt oder der weitverbreitete Mikroklin wurden in schönen Exemplaren häufig gefunden und wären wohl das beste Ausgangsmaterial für eine derartige Untersuchung.

Überprüft man die in den Handbüchern der Mineralogie in zahllosen Beispielen angegebenen Analysenresultate, so findet man neben einem Maximalgehalt von 14 Proz. Kaliumelement in der allergrößten Mehrzahl der Fälle auch Calcium angeführt, allerdings schwankend zwischen allen Werten von 0 und mehreren Prozent. In vereinzelten Fällen ist Calcium analytisch nicht nachgewiesen worden. Doch würden wohl sehr geringe Mengen bei einer Untersuchung, die den Nachweis des Calciums nicht als Selbstzweck hat, übersehen worden sein können. Zur Prüfung der obigen Frage wäre es also notwendig, solche Kalifeldspate, deren Calciumgehalt sich bei genauer Analyse als gering erweist auf Calcium zu verarbeiten und dessen Atomgewicht zu bestimmen (siehe weiter unten).

1) H. Lachs, Chem. Zentralbl. 1, 872, 1916.

Will man zu einer ungefähren Schätzung gelangen, welche Mengen Calcium sich aus dem Kalium in den Feldspaten gebildet haben, so bietet dazu die obige Bestimmung der Strahlungsstärke des Rubidiums im Verhältnis zu Uran oder Thor einen ungefähren Anhalt. Das Rubidium ist etwa 15 mal schwächer aktiv als das Uran, seine Lebensdauer daher 15 mal so groß. Die Halbwertszeit des Urans ist $5 \cdot 10^9$ Jahre, die des Rubidiums unter der obigen Voraussetzung $7,5 \cdot 10^{10}$ Jahre oder rund 10^{11} Jahre. Das Alter primärer Feldspate kann man der Größenordnung nach mit rund 10^9 Jahren annehmen. In dieser Zeit hätte sich also von einer gegebenen Menge Rubidium 0,5 Proz. in Strontium umgewandelt. Leider gibt es keine entsprechenden hochwertigen Rubidiummineralien, die eine Prüfung auf Strontium ermöglichten. Man muß deshalb den unsicheren Schluß vom Rubidium auf das schwächere Kalium machen. Nimmt man dieses als etwa dreimal schwächer aktiv als das Rubidium an, so ist seine Halbwertszeit dreimal so groß; in 10^9 Jahren werden sich also nur 0,17 Proz. in Calcium umgewandelt haben.

Bei einem Kaliumgehalt von 14 Proz. im reinen Kalifeldspat würde also unter obigen Voraussetzungen pro Gewichtseinheit Feldspat 0,024 Proz. in Calcium zerfallen sein, pro Gramm also $^1/_4$ mg.

Kalium hat das Atomgewicht 39,10. Das daraus entstehende Calcium hat dasselbe Atomgewicht, das gewöhnliche Calcium hat 40,07. Die Unterschiede sind so beträchtlich, daß man vielleicht schon bei einem nicht zu ungünstigen Gemisch von umgewandeltem und gewöhnlichem Calcium einen Atomgewichtsunterschied feststellen könnte. Angenommen, man findet einen kristallisierten Feldspat von 0,1 Proz. Calciumgehalt. Nach den obigen Voraussetzungen sind von diesen 0,1 Proz. 0,024 Proz. durch Umwandlung aus dem Kalium entstanden; der Rest von 0,076 Proz. ist zufällige Beimengung. Die 0,024 Proz. Calcium hätten ein Atomgewicht von 39,10, die 0,076 eines von 40,07. Das mittlere Atomgewicht wäre also:

$$x = 0{,}24 \cdot 39{,}1 + 0{,}76 \cdot 40{,}07$$
$$x = 9{,}38 + 30{,}45$$
$$x = 39{,}83.$$

Diese Berechnung wurde unter der Voraussetzung gemacht, daß Kalium nur dreimal schwächer aktiv ist, als das Rubidium.

Campbell findet dagegen, wie oben erwähnt, für die Aktivität des Kaliums nur $^1/_7$ der des Rubidiums, wenn die Strahlungsstärke auf dünne Schichten bezogen ist.

Ist nun aber die Lebensdauer des Kaliums 7 mal so groß, als die des Rubidiums, und nicht nur dreimal, dann ändern sich obige Zahlen noch beträchtlich. Aus 1 g altem Feldspat kann man dann nur 0,1 mg umgewandeltes Calcium erwarten. Für das Atomgewicht eines Calciumgemisches aus einem 0,1 Proz. Calcium enthaltenden Feldspat ergäbe sich dann statt 39,83 der theoretische Wert 39,96. Das ist aber schon so nahe am normalen Wert für Calcium, daß eine Entscheidung, ob tatsächlich umgewandeltes Calcium vorhanden ist, außerordentlich schwer wäre.

Bei der langsamen Umwandlungsgeschwindigkeit des Kaliums bedürfte es also eines Feldspats (oder anderen alten Kaliumminerals) mit äußerst geringem Calciumgehalt, damit das zu erwartende Atomgewicht von dem des gewöhnlichen Calciums genügend stark unterschieden ist. Gibt es aber wirklich Mineralien, deren Calciumgehalt ganz oder zum erheblichen Teile durch Umwandlung des Kaliums verursacht ist, dann ist die Abscheidung dieser Spuren von Calcium aus den erheblichen Mineralmengen eine Arbeit, die analytisch einwandfrei kaum zu bewältigen sein wird. Es sei hier nur erwähnt der mühselige Aufschluß des Mineralpulvers mit völlig calciumfreien Reagenzien und die Trennung der großen Mengen Aluminium von den minimalen Spuren Calcium.

Beim Rubidium mit seiner größeren Umwandlungsgeschwindigkeit werden die Schwierigkeiten entsprechend geringer. Hier scheitert die Möglichkeit eines Nachweises wie schon erwähnt daran, daß es kein geeignetes Analysenmaterial gibt. Rubidium ist zwar in der Natur ziemlich weit verbreitet, findet sich aber immer nur in geringer Menge. Ein eigentliches Rubidiummineral gibt es nicht.

Man sieht somit, daß der experimentelle Nachweis der Umwandlung von Kalium und Rubidium in die entsprechenden Erdalkalimetalle auf diesem Wege doch wohl kaum zu erbringen ist. Es besteht aber durchaus kein zwingender Grund gegen die Ansicht, daß diese Elemente tatsächlich entstehen, daß also die Radioaktivität des Kaliums und Rubidiums eine Eigenschaft des Atomkerns ist, ebenso wie bei den gewöhnlichen radioaktiven Elementen.

Man richtet auch in diesem Zusammenhang unwillkürlich den Blick auf das höchste Homologe des Kaliums, nämlich das Cäsium, bei dem sich bisher eine Strahlung nicht hat nachweisen lassen. Wenn eine solche trotzdem vorhanden sein sollte, dann würde diese aus Analogiegründen ja noch viel weniger durchdringend sein als die des Rubidiums, könnte sich also bisher aus diesem Grunde dem Nachweis entzogen haben. Die Umwandlungsgeschwindigkeit wäre wieder aus Analogiegründen wohl größer als die des Rubidiums; es müßten sich also unter obigen Voraussetzungen aus einem alten Cäsiummineral nicht unbeträchtliche Mengen Barium gebildet haben mit einem Atomgewicht von 132,81 gegenüber dem des gewöhnlichen Bariums von 137,4. Nun gibt es ein primäres Cäsiummineral von über 30 Proz. Cäsiummetall, es ist das allerdings selten vorkommende Mineral Pollux. Die Verhältnisse liegen hier derart günstig, daß es trotz der etwas gewagt erscheinenden Hypothese von der Aktivität des Cäsiums einen Reiz bietet, dieses Mineral zu untersuchen. Die Aufgabe wäre dann die, in dem Pollux Barium nachzuweisen, dieses aus einer genügend großen Menge Ausgangsmaterial herzustellen und eine Atomgewichtsbestimmung damit zu versuchen. Bei den großen Unterschieden 132,81 und 137,4 würden geringe Beimengungen gewöhnlichen Bariums wenig schaden, besonders weil nach der Voraussetzung ja hier relativ mehr umgewandeltes Barium als aus dem Feldspat Calcium vorhanden sein müßte. Gelänge die Abscheidung von Barium und ergäbe dessen Atomgewichtsbestimmung einen nachweislich niedrigeren Wert als den normalen, so wäre damit einerseits die Radioaktivität des Cäsiums bewiesen, andererseits wäre dadurch die auf direktem Wege wohl kaum zu beweisende Atomumwandlung auch des Rubidiums und Kaliums in allerhöchstem Maße wahrscheinlich gemacht.

Es kommt darauf an, ob das seltene Mineral Pollux in genügender Reinheit und Menge beschafft werden kann, um die obigen vorerst rein hypothetischen Vermutungen einer experimentellen Prüfung zugänglich zu machen. Es ist beabsichtigt, in Gemeinschaft mit Herrn Privatdozenten Dr. E. Tiede dieser Frage näherzutreten.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Es wurden keine Anhaltspunkte für die Existenz eines kurzlebigen aktiven Rubidiumisotops oder einer abtrennbaren Beimengung im Rubidium gefunden.
2. Die β-Strahlen des Rubidiums wurden in ihrer Durchdringbarkeit mit denen bekannter Radioelemente verglichen. Der Absorptionskoeffizient im Aluminium er-

gab sich zu 347 cm^{-1}. Die Halbierungsdicke d für Aluminium beträgt

für Rubidium	0,020 mm;
im Vergleich dazu	
für Radium	0,022 „ ;
„ UX_1	0,015 „ .

Die Rubidium-β-Strahlen sind also etwas durchdringender als die von UX_1 und ein wenig langsamer als die des eigentlichen Radiums.

3. Die Aktivität gleicher Mengen Rubidiummetall zu Uranmetall verhält sich ungefähr wie 1 : 15, wenn beim Uran die analogen Strahlen des UX_1 zum Vergleich herangezogen werden. Entsprechend wird für die Aktivität von Rubidium zu Thorium ein Verhältnis von weniger als 1 : 10 gefolgert.

4. Die Halbwertszeit des Rubidiums ergibt sich nach 3) zu 10^{11} Jahren. Je nach den Angaben der Literatur wird für die Lebensdauer des Kaliums daraus ein 3—7mal so hoher Wert abgeleitet. Unter diesen Voraussetzungen wird die Frage nach der experimentellen Entscheidung der Umwandlung von Rubidium in Strontium, Kalium in Calcium (und Cäsium in Barium) diskutiert.

Berlin-Dahlem, Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie.

(Eingegangen 1. Februar 1919.)

Läßt sich die Clausius-Clapeyronsche Gleichung auf die Glühelektronen anwenden?

Von M. v. Laue.

In einer kurzen Veröffentlichung in dieser Zeitschrift will Herr Schottky[1]) die Berechtigung der Clausius-Clapeyronschen Gleichung in Anwendung auf das Gleichgewicht zwischen einer Glühelektrode und der sie umgebenden Elektronenschar dartun, indem er aus ihr dasselbe Gleichgewichtsgesetz ableitet, das wir im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik dafür angegeben haben. Nun ist diese Rechnung vollkommen in Ordnung, sofern man den Elektronen einen Gasdruck sowie eine Zustandsgleichung der gewöhnlichen Art zuschreibt und durch sie Massendichte, Temperatur und Druck miteinander verknüpft. Daß diese Verknüpfung gerade die Form hat, wie für ein ideales Gas, ist hier unwesentlich. An eine solche Verknüpfung aber ist die Clausius-Clapeyronsche Gleichung ihrer Ableitung nach notwendig gebunden; bezweifelt man das Dasein eines Dampfdruckes, so wird sie ja überhaupt sinnlos. Daran vermögen die Ausführungen Herrn Schottkys nichts zu ändern; muß man doch auch, wenn man in Umkehrung seiner Rechnung von dem Gleichgewichtsgesetz zur Clausius-Clapeyronschen Gleichung zurückgelangen will, [nämlich beim Übergang von seiner Gleichung (3) zu Gleichung (2')] die Zustandsgleichung $p = RT\varrho$ voraussetzen. Unsere Behauptung, daß die Kraftwirkungen der Elektronen sich nicht ohne weiteres aus einem Gasdruck herleiten lassen, und daß sie keine Zustandsgleichung dieser Art besitzen, bleibt somit durch seine Betrachtungen vollständig unberührt.

Trotzdem hat Herr Schottky bis zu einem gewissen Grade recht. Wie wir nämlich in einer am 30. Dezember 1918 den Annalen der Physik eingereichten Untersuchung zeigten, gibt es Bedingungen, unter denen man den Elektronen eine Zustandsgleichung, und zwar gerade die der idealen Gase, zuschreiben kann; freilich sind diese Bedingungen sehr beschränkend und, sofern die Elektronenschar mit einer Glühelektrode im Gleichgewicht sein soll, nur bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen überhaupt erfüllbar. Wir betonen selbst bei dieser Gelegenheit, daß dann auch die Clausius-Clapeyronsche Gleichung gilt und zum richtigen Gleichgewichtsgesetz führt. Der Unterschied gegen Herrn Schottkys Ausführungen liegt aber darin, daß wir zur Ableitung dieser Bedingung auf die Differentialgleichung

$$\triangle\varphi = -\varrho_0 e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{kT}}$$

zurückgehen, welche das innere Gleichgewicht der Elektronenscharen beherrscht. Einen anderen Weg, die Thermodynamik der Glühelektronen befriedigend zu begründen, als über diese Gleichung, gibt es, soviel wir sehen, nicht. Da wir auch in den früheren Veröffentlichungen zunächst diese Differentialgleichung integriert haben, enthält die erwähnte, bei den Annalen im Druck befindliche Untersuchung ihnen gegenüber trotz des veränderten Gedankenganges nichts grundsätzlich Neues oder gar Widersprechendes.

Wir möchten aber noch auf ein Mißverständnis bei Herrn Schottky hinweisen; er schreibt im Hinblick auf unsere früheren Untersuchungen: „Gleichung (1)" — das ist das Gleichgewichtsgesetz — „gilt nur unter der Annahme, daß die elektrische Feldstärke an der Grenzfläche des Metalls einen bestimmten Wert hat; ferner muß angenommen werden, daß die so-

1) W. Schottky, diese Zeitschr. 20, 49, 1919.

genannte elekrische Bildkraft das Feld und die kinetische Energie der Elektronen nicht abändert. Wie unter den allgemeineren Annahmen die Dampfdruckformel lauten würde, bleibt offen."

Wir haben bei unseren Untersuchungen von vornherein betont[1]): „An jeder Glühelektrode ist die Dichte der Elektronen durch die Temperatur und gewisse Materialkonstanten vollständig bestimmt." Wenn diese, aus dem Boltzmannschen Verteilungssatz leicht zu begründende Behauptung zutrifft, so ist der Weg, den man zur Ableitung des Gleichgewichtsgesetzes einschlägt, ohne Einfluß auf das Ergebnis, sofern er nur richtig ist. Daß wir also früher die Elektronen in dem Zustand einer von außen unbeeinflußten, die Glühelektrode bedeckenden „Kapillarhaut" betrachtet haben, tut der Allgemeingültigkeit des Ergebnisses keinen Abbruch. Dazu stimmt, daß wir in der im Druck befindlichen Veröffentlichung dasselbe Gleichgewichtsgesetz bei durchaus anderen Zuständen der Elektronenschar wiederfinden.

Und was nun schließlich die Bildkraft anlangt, so soll eine demnächst erscheinende Notiz dartun[2]), daß diese bei unseren Untersuchungen überhaupt keine Rolle spielt, so daß alle die Einschränkungen, die wir anfangs ihretwegen glaubten vornehmen zu müssen, fortfallen.

Wir sind also vielleicht etwas, aber nur sehr wenig, zu weit gegangen, als wir die Clausius-Clapeyronsche Gleichung von der Thermodynamik der Glühelektronen ganz ausschließen wollten. Schuld daran war der aus der Literatur übernommene Irrtum hinsichtlich der Bildkraft[3]). Daß wir aber im Gegensatz zu allen früheren thermodynamischen Arbeiten über Glühelektronenscharen zunächst deren inneren Zustand und ihre Kraftwirkungen auf Grund der Differentialgleichung untersucht haben, statt einen Dampfdruck und eine Zustandsgleichung einfach vorauszusetzen, möchten wir doch als einen gewissen Fortschritt in der begrifflichen Klärung dieses Gebietes betrachten.

1) M. v. Laue, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 15, 205, 1918, Zeile 13 von unten auf der ersten Seite.
2) M. v. Laue, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 15, 301, 1918.
3) Vgl. darüber die im Druck befindliche Annalenarbeit.

Frankfurt a. M., Institut für theoretische Physik, Februar 1919.

(Eingegangen 9. Februar 1919.)

Akustische Pilotversuche.

Von Heinrich Löwy und Emil Weyhing.

Zur Erprobung des akustischen Pilotverfahrens[1]) wurden in der Zeit vom 10.—17. Oktober 1918 34 Ballonaufstiege gemacht. Der Ballon wurde optisch von zwei, akustisch von drei Stellen angeschnitten, das Ergebnis der akustischen und optischen Messung miteinander verglichen.

Als Schallquellen wurden Knallgasballons und fünf vom Spandauer Feuerwerkslaboratorium gelieferte Bomben mit Uhrwerkzünder (Gewicht 1,2 kg) erprobt. Bei den Knallgasversuchen wurde zumeist so verfahren, daß ein kleiner Knallgasballon (Inhalt 0,5 m^3) an einem gleichen oder größeren (0,5 oder 1,0 m^3) Wasserstoffballon als Träger angehängt wurde. Bei Aufstieg Nr. 18 wurden zwei Wasserstoffballons à 0,5 m^3 als Träger eines 0,5 m^3-Knallgasballons benutzt; bei Aufstieg Nr. 20 ein einziger 6 m^3-Knallgasballon (ohne Tragballon), bei Nr. 31 ein 6 m^3-Wasserstoffballon als Träger eines 0,5 m^3-Knallgasballons. Zum Tragen der Bomben wurden durchweg 6 m^3-Ballons benutzt. Sämtliche bei diesen Versuchen benutzten Papierballons (0,5, 1 und 6 m^3) wurden von der Fa. Schroedter & Co., Berlin N geliefert. Sie sind mit Schlingen zum Anhängen und einem zweiten, seitlichen Füllansatz zum Einführen der Zündschnur versehen.

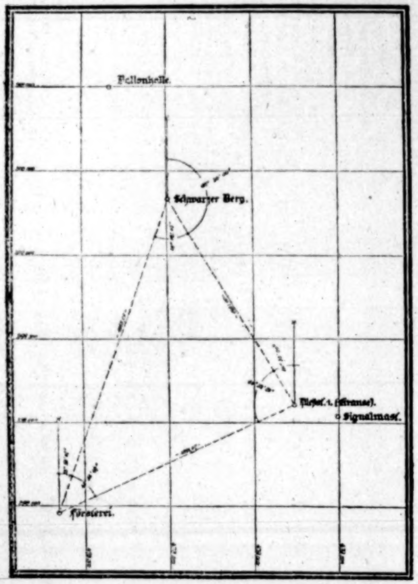
Das Ergebnis der Versuche ist in der großen Tabelle I zusammengestellt. Die optisch beobachteten Daten sind: t_0 die Zeit der Explosion (vom Aufstieg gerechnet), s_1 und h_1 bzw. s_2 und h_2 Seiten- und Höhenwinkel der beiden optischen Meßstellen. Index 1 bedeutet stets Meßstelle 1 „Krause" in Rossitten (Figur 1). Hier wurde auch der Ballon aufgelassen; nur bei Aufstieg Nr. 30 und 31 von der „Ballonhalle". Index 2 bedeutet — sofern es in der „Anmerkung" nicht anders vermerkt ist — den Schwarzen Berg, Index 3 die Försterei. Die akustisch beobachteten Daten sind t_1, t_2, t_3, d. s. die Zeiten, wo das Schallsignal in den drei Meßstellen wahrgenommen wurde. H ist die aus optischen Daten berechnete Höhe der Explosionsstelle, $\overline{W_{opt.}}$ der ebenfalls optisch berechnete Mittelwert der Windgeschwindigkeit bis zur betreffenden Höhe H. Die Windstärke ist in m/sec angegeben, die Richtung nach der 32-teiligen Windrose in Klammern beigefügt. $\overline{W_{ak.}}$ ist der akustisch berechnete Mittelwert der Windgeschwindigkeit. Bei der Berechnung wurde die Schallverwehung vernachlässigt. $\overline{C}$ bedeutet

1) H. Löwy, Zur Erforschung der Atmosphäre bei unsichtigem Wetter, diese Zeitschr. 20, 175, 1919.

Tabelle I.

Aufstieg Nr.	Datum	Zeit	Boden-temperatur	Bewölkung (Witterung)	Trag-ballon	Knallgas-ballon	Knall-körper	Zünd-schnur Länge	optisch beobachtet					akustisch beobachtet			aus optischen Daten ber.		aus ak. Dat. ber.	$\overline{C}$	Bemerkung
									t_0	s_1	h_1	s_2	h_2	t_1	t_2	t_3	H	$\overline{W_{opt.}}$	$\overline{W_{ak.}}$		
1	10./X.	10 a		heiter	1 m³	0,5 m³	Knallgas	2 m	3′56″,5					3′57″,0							
2	„	10h 10′ a	11°	„	„	„	„	3 m	6′5″	74,8	63,6	130,15	39,5	6′8″,5	6′10″,4	6′13″,7	1320	1,8 (23)	3,4 (18,5)	335	t_1 unbrauchbar! ($ct < H$!)
3	„	11h a	11°	„	„	„	„	5 m	10′36″,1	57,8	57,7	105,1	49,7	10′49″,0	10′45″,2	10′48″,8	2304	2,3 (21)	3,4 (19)	335	t_1 unbrauchbar!
4	„	2h30′ p		„	„	„	„	7 m	15′8″,3	46,4	48,5	75,1	49,1	15′20″,2	15′20″,8	15′26″	3243	3,2 (20)	2,5 (21)	332	t_3 unbrauchbar!
5	„	3h15 p	10°	„	„	„	„	10 m	22′30″,4	75,4	60,1	99,3	54,9	22′43″,6	22′44″,2		4879	2,1 (22,5)		330	unbrauchbar: t_1 u. t_2 offenbar falsch!
6	11./X.	8 a	8°	„	„	„	„	8 m	15′31″,8	6,6	25,4	13,6	30,2	15′51″,2	15′47″,6		3910	4,5 (16)	2,7 (17)	332	Index 2 bedeutet Försterei.
7	„	12	12°	bew. (5/10)	„	„	„	über 8 m	19′30″,4	357,4	23,7			20′1″,4	20′3″,2	19′58″,8					Pilot nach 14. Minute dem Beob. 2 (Försterei) hint. Wolk. entschwund.
8	„	4 p		10/10 bed.	„	„	„	5 m													Wolkendecke in ca. 500 m. Knall nirg. vernomm.
9	„	4h30′p		„	„	„	„	1 m													Knall kurz nach Eintauch. in Wolkendecke deutlich vernommen.
10	12./X.	10 a		„	„	„	„	3 m						6′12″	nicht besetzt						Nach 4′ Eintauchen d. Ballons in Wolkend. Index 2: Försterei.
11	„	11 a		„	„	„	„	6 m						9′44″	nichts gehört	nicht besetzt					Nach 4′30″ in Wolken.
12	„	12		„	„	„	„	4 m						8′23″,6	„	„					Nach 4′ in Wolken.
13	„	1h30′p		10/10 bed.	„	„	„	3 m 50						7′17″,2	7′19″,5	„					Nach 3′ in Stratus.
14	„	2h30′p		„	„	„	„	5 m						klar gehört!	10′10″,7	klar gehört					Nach 2′30″ in Stratus! t_1 u. t_2 nicht gestoppt, durch Geschoßeinschl. getäuscht!
15	„	4h30′p		bed.	0,5 m³	„	„	5 m						10′10″,6	10′7″	10′10″,7					Nach 4′30″ in Stratus.
16	„	5h p		„	„	„	„	7 m						nichts gehört!							Nach 3′20″ in Stratus.
17	14./X.	8h30′a		10/10	„	„	„	6 m						12′49″,6	12′46″,2	nicht besetzt					Starker dumpf. Knall! Nach 2′45″ im Nebel!

18	14./X.	9 a		bed.	2 Stück à 0,5 m³	0,5 m³	Knallgas	10 m						nichts gehört!		nicht besetzt!					Nach 7' im Nebel.
19	„	9h30a		10/10	0,5 m³	„	„	3 m						6'17'',8	6'18'',2	„					Nach 30'' verschwund.
20	„	10h30a		„	—	6 m³	„	6 m						13'25''	13'24'',2	„					Knall deutlich gehört, doch nicht stärker als bei Nr. 17.
21	15./X.	10h a		„	6 m³	—	Bombe 15 Min.							16'11''	nicht besetzt						Starker Knall! Nach 30'' in dicht. Nebel.
22	„	2h30'p	13°	heiter	„	—	Bombe	—	9'7''	304,5	58,3	255,0	72,3	9'17'',5	9'15'',2	9'17'',2	2912	3,3 (11)	3,6 (11,5)	334	t_2 unbrauchbar.
23	„	3h p		„	„	—	„	—	14'22''	334,6	55,5	332,8	69,7	14'38'',9	14'36'',2	14'39'',1	427	3,4 (13)	6,4 (14)	334	$H = 427$ m sehr unwahrscheinlich! Opt. Ables. vermutl. falsch!
24	„	4h30'p		„	„	—	„	—	10'33'',2	302,4	44,6	277,6	56,4	10'46'',2	10'43'',6	10'43'',6	2797	4,5 (11)	4,6 (14)	334	$W_{Ak.}$ aus (F.—S. B.) berechn. (S. B.—K.) gibt: $W_{Ak.} = 5,3$ (12). (F.—K.) unmöglich! Vermutlich hat K. falsch gestoppt!
25	16./X.	9h15'a		„	0,5 m³	0,5 m³	Knallgas	4 m 80	9'53''	319,4	11,45	330,9	14,7	10'17'',2	10'12'',2	nicht gehört!	1484	12,5 (12,5)	13,4 (10)	334	Index 2: Försterei.
26	„	10h a		„	1 m³	„	„	4 m 30	8'51'',8	317,8	15,5	331,9	16,1	9'15'',0	9'13'',2	9'10'',2	1730	11,6 (12,5)	14,4 (11)	334	Index 2: Försterei. t_3 unbrauchbar!
27	„	11h a		„	0,5 m³	„	„	3 m	5'42'',2	318,6	13,3	336,5	13,6	5'57'',5	5'56'',4	5'53'',6	1142	13,9 (12,5)	14,5 (12)	334	Index 2. Försterei. Berechnet aus t_1 u. t_2. (t_1 u. t_2) ergibt: $W_{Ak.} = 14,5$ (10); (t_2 u. t_3) ergibt: $W_{Ak.} = 16,1$ (10,5).
28	„	3h45'p		„	„	„	„	2 m 50	4'51'',9			338,7	14,6	5'5'',1	5'4'',8	5'1'',6				334	Index 2: Försterei. s_1 u. h_1 wurde vergessen zu notieren.
29	„	4h30'p		„	„	„	„	2 m 50	4'35'',2	319,1	13,2	340,7	13,8	4'48'',1	4'47'',4	4'43'',8	955	15,1 (12,5)	15,3 (12,5)	334	Index 2: Försterei. Berechn. aus t_1 u. t_2. t_3 gibt kein. Schnitt (offenbar zu früh gestoppt).
30	17./X.	10h a		„	6 m³	—	Bombe	—	9'44'',3	333,0	24,7	346,4	24,5	10'5'',4	10'5'',8	10'2'',4	3045	7,6 (13,5)	7,2 (13,5)	334	Index 2: Försterei. Aufstieg: Ballonhalle.
31	„	11h a		„	„	0,5 m³	Knallgas	6 m	12'56'',4	334,5	29,8	344,8	29,7	13'25'',6	13'25'',2	13'21''	3762	8,5 (13,5)	8,9 (13)	334	Index 2: Försterei. Aufstieg: Ballonhalle. Berechnet aus t_1 u. t_2. t_3 offenbar falsch!
32	„	3h p		„	0,5 m³	„	„	3 m	6'3'',8			348,3	22,4	6'13'',4	6'12'',6	6'9'',8				334	Index 2: Försterei. s_1 u. h_1 wurd. nicht not. Knallgasball. explod. Tragball. verbr. nicht!
33	„	3h15'p		„	„	„	„	4 m	8'7'',0	323,6	23,3	347,1	23,7	8'19'',2	8'17'',2	8'15'',16	1656	7,9 (13)	7,6 (13)	344	Index 2: Försterei.
34	„	3h40'p		„	„	„	„	5 m	10'16'',8	321,8	26,8	342,9	27,7	10'30'',5	10'30'',0	10'27'',0	2145	6,9 (12,5)	6,6 (12)	334	Index 2: Försterei. Aus t_1 u. t_2 berechn. Die and. 2 Punkte stimm. ebenfalls gut.



den der Rechnung zugrunde gelegten Mittelwert der Schallgeschwindigkeit. Es wurde nur grob gemittelt, streng genommen wäre

$$\overline{C} = \frac{1}{\frac{1}{n}\sum_{1}^{n}\frac{1}{C_k}}$$

zu setzen, wo C_k den Wert der Schallgeschwindigkeit in der $k$ten Schicht über dem Erdboden darstellt.

Zum Vergleich der akustischen und optischen Methode kommen im ganzen 19 Aufstiege (Nr. 2—7 und Nr. 22—34) in Betracht. Nr. 1 scheidet als Vorversuch aus. Die übrigen Versuche (Nr. 8—21) wurden bei stark bewölktem Wetter ohne optischen Doppelanschnitt gemacht. Von den 19 Aufstiegen können drei zum Vergleich nicht benutzt werden: bei Nr. 7 verschwand der Pilot vor der Explosion für den Beobachter 2 hinter einer Wolke. Bei Nr. 28 und 32 wurde auf Meßstelle 1 die Ablesung der letzten Einstellung versäumt. Aufstieg Nr. 32 ist dadurch bemerkenswert, daß der Knallgasballon explodierte, ohne den Wasserstoffballon in Brand zu setzen. Es bleiben also für den Vergleich 16 Versuche: von diesen führen nur zwei, nämlich Nr. 5 und 23, zu einem unbrauchbaren Ergebnis. Bei Nr. 5 wurde wahrscheinlich irrtümlicherweise ein Geschoßeinschlag abgestoppt. Die Beobachtung war bei allen Versuchen dadurch erschwert, daß auf dem unmittelbar benachbarten Artillerieschießplatz fast ununterbrochen geschossen wurde. Bei Nr. 23 ist die optische Messung offenbar durch einen Ablesungsfehler entstellt. Die berechnete Höhe $H = 427$ m nach einer Steigdauer von 14 Min. 22 Sek. ist höchst unwahrscheinlich und könnte nur durch einen enormen Gasverlust des Ballons erklärt werden. Setzt man auf Grund von Nr. 22 für H (statt 427) etwa den Wert 3800 m, so erhält man $W_{ak.} = 4{,}7$ m/sec, Richtung (13,5), was der Wirklichkeit entsprechen dürfte.

Sämtliche hiernach für den Vergleich in Betracht kommenden Versuche sind in der folgenden Tabelle II zusammengestellt. In Kolonne 4 ist der Fehler der akustischen Messung in Prozenten angegeben.

Tabelle II.

Aufstieg Nr.	$\overline{W}_{opt.}$	$\overline{W}_{ak.}$	$100\,(\overline{W}_{opt.} - \overline{W}_{ak.}) / \overline{W}_{opt.}$
2	1,8	3,4	89 Proz.
3	2,3	3,4	48 „
4	3,2	2,5	22 „
6	4,5	2,7	33 „
22	3,3	3,6	9 „
24	4,5	4,6	2 „
25	12,5	13,4	7 „
26	11,6	14,4	24 „
27	13,9	14,5	4 „
29	15,1	15,3	1 „
30	7,6	7,2	5 „
31	8,5	8,9	5 „
33	7,9	7,6	4 „
34	6,9	6,6	4 „

Wie man sieht, sind die ersten vier Versuche (Nr. 2, 3, 4 und 6) durch starke Fehler entstellt. Schuld dürfte sein, daß die Beobachter noch nicht die nötige Übung im Abstoppen des Knalles hatten. Bei den restlichen Versuchen (Nr. 22—34) beträgt der mittlere prozentuelle Fehler 6,7 Proz., befindet sich also unterhalb der Genauigkeitsgrenze von 10—15 Proz., welche die akustische Methode — nach einer Abschätzung von Prof. Emden — besitzt. Der mittlere Fehler in bezug auf die Richtung beträgt ca. 1 Grad der 32-teiligen Windrose.

Die größte Distanz zwischen Schallquelle und Beobachter wurde bei Aufstieg Nr. 31 mit Knallgas erzielt und beträgt ca. 9700 m. Diese Messung fand bei klarem Wetter statt. Ob man bei bewölktem Wetter ebenso große Distanzen erzielen kann,

sollen die Aufstiege Nr. 8—21 zeigen. Eine genaue Abschätzung der Distanz ist natürlich unmöglich, da die Steigtabelle der gekoppelten Ballons unbekannt war. Man kann nur soviel sagen: An klaren Tagen betrug die größte Zündschnurlänge, wobei die Detonation noch deutlich gehört wurde, ca. 8 m (entsprechend einer Steigdauer von ca. 16 Min.) bei einer mittleren Windstärke von ca. 4,5 m/sec; an bewölkten Tagen ca. 6 m (entsprechend ca. 12 Min.) bei einer Windstärke von ca. 6—7 m/sec in 2000 m Höhe (laut Angabe der Drachenwarte).

Ein Vergleich der Detonation des Knallgases und der Bombe ist auf Grund des vorliegenden Materials nicht möglich. Der Unterschied ist nicht so markant, um ohne Meßinstrument festgestellt werden zu können. Auch wurde die Knallgasmischung stets nur „nach Augenmaß" vorgenommen, es wurde also nicht mit dem günstigsten Mischungsverhältnis gearbeitet.

Für die Praxis dürfte die Knallgasmethode als die minder gefährliche den Vorzug verdienen. Ein Versagen der Zündung ist bei Knallgas minder bedenklich. Zum Tragen der Bombe müßte man Ballons aus soliderem Material benutzen: die 6 m³-Papierballons besitzen nicht die erforderliche Festigkeit. Zur Auslösung der Bombe wird man an Stelle des Uhrwerkzünders am besten eine Zündschnur (oder einen Zündsatz) verwenden; die Konstanz der Brenndauer ist für den vorliegenden Zweck vollkommen ausreichend.

Das Anhängen des Knallgasballons an einen Wasserstoffballon verursacht störende Rotationen und einen relativ großen Luftwiderstand. Man wird daher den Knallgasballon in das Innere des Wasserstoffballons verlegen. Zur Verringerung des Luftwiderstandes empfiehlt es sich ferner, die Zündschnur spiralförmig aufzuwickeln und in einen Behälter von günstigem Abflußprofil einzuschließen.

Rossitten (Kurische Nehrung), Oktober 1918.

(Eingegangen 10. Januar 1919.)

Zur Erforschung der Tiefsee.

Von Heinrich Löwy.

Zur exakten Messung von Meeresbewegungen gibt es zwei Arten von Instrumenten: die Propeller- und die Pendelstrommesser[1]), die im Prinzip den zur Windmessung benutzten Anemometern bzw. Windfahnen entsprechen. Die Instrumente werden an Seilen in die Tiefe versenkt und nach erfolgter Messung wieder aufgeholt. Ein Pilotverfahren würde hier denselben Vorteil bieten wie in der Meteorologie der Übergang vom Drachen und Fesselballon zum Freiballon. Die Vereinfachung der Meßtechnik wäre auch hier mit Hinblick auf die große Zahl der anzustellenden Messungen von praktischer Bedeutung. Wie nämlich Bjerknes hervorhebt, sollen die meteorologischen und hydrographischen Beobachtungen gleichzeitig erfolgen und angenähert stetig in Raum und Zeit verteilt sein. Speziell die hydrographischen Untersuchungen werden also „nicht von üppig ausgestatteten Schiffen auszuführen

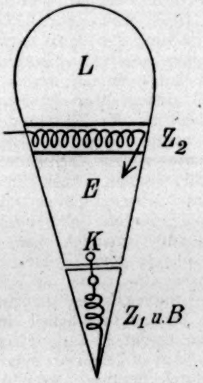


Fig. 1.

sein, die Monate oder gar Jahre auf dem Meere kreuzen, sondern durch das Zusammenwirken kleiner Fahrzeuge, die gleichzeitig ausreisen"[1]).

Die akustische Pilotmethode, die ich in einer kürzlich erschienenen Arbeit (diese Zeitschrift **20**, 175, 1919) zur Windmessung bei unsichtigem Wetter auseinandergesetzt habe, könnte auch zur Messung der Meeresbewegungen verwendet werden. In Fig. 1 habe ich die Konstruktion eines Tiefseepilots angedeutet. L bedeutet den Luftraum, B den Ballast, der an der Stelle K an dem oberen Teile befestigt ist. Die Zündschnur Z_1 ist so dimensioniert, daß der Ballast in der gewünschten Tiefe ausgeworfen wird. Die Sink-

1) Vgl. Otto Krümmel, Handbuch der Ozeanographie, 2. Aufl., 2. Bd., S. 417. Stuttgart 1911.

1) V. Bjerknes, Dynamische Meteorologie und Hydrographie, II. Teil, Nr. 8 u. 6. Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1913.

geschwindigkeit des Pilots ist als bekannt vorausgesetzt. Der Pilot soll nach Verlust des Ballast gerade schwimmen. Der in E befindliche Explosivstoff wird durch die Zündschnur Z_2 zur Detonation gebracht. Z_2 muß länger sein als Z_1, und zwar umso länger, je geringer die Geschwindigkeit der untersuchten Meeresströmung ist. Zur Beobachtung des Schallsignals wird man das Instrument benützen, womit Leonardo da Vinci als Erster die Schallleitung in Flüssigkeiten untersucht hat: ein Sprachrohr, dessen Kopf auf das Wasser gesetzt wird[1]). Dank der günstigen Schalleitungsverhältnissen wird man Tiefen erreichen, die den anderen Methoden unzugänglich sind. So hat Colladon bei seinen Versuchen am Genfer See eine unter Wasser tönende Glocke noch in 35 km Abstand gehört[2]). Die Verhältnisse scheinen hiernach wesentlich günstiger zu liegen als in der freien Atmosphäre. Statt mit dem Sprachrohr könnte das Signal auch durch einen Seismographen oder ein akustisches Registrierinstrument aufgenommen werden. Das hätte den Vorteil, daß die Beobachtungsstationen auf dem Festland (an der Küste) oder auf Inseln beassen werden könnten. Jedes beliebige Schiff könnte in den Dienst der Ozeanographie gestellt werden. Auch die Ortsbestimmung könnte seismographisch oder akustisch vorgenommen werden. Nur müssen die zur Ortsbestimmung dienenden, von der Meeresoberfläche ausgehenden Signale von den Tiefseesignalen — etwa durch die Zahl der Detonationen — unterschieden werden.

Ist die Sinkgeschwindigkeit des Pilots unbekannt, so ersetzt man Z_2 durch ein Dosenbarometer, dessen Zeiger in einer bestimmten Stellung durch Berühren einer Auslösung die Verbindung mit dem Ballast aufhebt.

Auch die Bestimmung der anderen „hydrographischen Elemente" (speziell von Druck und Temperatur) wird vielleicht mit Hilfe der Methode gelingen, die ich kürzlich für die ballistische Erforschung der Atmosphäre auseinandergesetzt habe (vgl. diese Zeitschrift **20**, 175, 1919). In Fig. 2 habe ich als Beispiel einen Tiefseepilot zur Messung des Druckes skizziert. L bedeutet den Luftraum. Im Instrumentenraum I befindet sich ein Dosenbarometer. Doch könnte man auch die Wand des Instrumentenraums als Dose ausbilden und den Zeiger ins Doseninnere verlegen. Der Zeiger ist hohl ausgebildet und enthält einen Explosivstoff, der im Drehpunkt

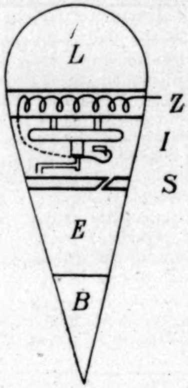


Fig. 2.

mit der Zündschnur Z verbunden ist. Die Länge von Z ist so gewählt, daß die Explosion in der zu untersuchenden Tiefe gerade bis zur Spitze des Zeigers fortgeschritten ist. Die Spitze bewegt sich längs des Satzkanals einer Satzscheibe S, die mit dem Explosionsraum E in Verbindung steht. Verschiedenen Stellungen des Zeigers entsprechen also verschieden lange Zusatzzündwege. Will man das im Pilot eingebaute Meßinstrument retten, so kann man die Einrichtung so treffen, daß E und B als selbständiger Teil (wie B in Fig. 1) dem oberen Teil des Pilots angefügt und die Verbindung noch rechtzeitig vor der Explosion gelöst wird.

Wien, Januar 1919.

(Eingegangen 28. Januar 1919.)

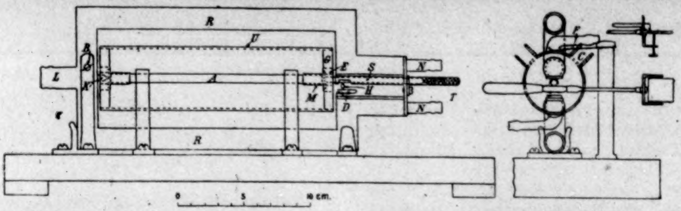
Ein Ausdehnungsapparat.

Von O. E. Frivold.

Bei der Bestimmung des Wärme-Ausdehnungskoeffizienten fester Körper stehen oft nur ganz kleine Stücke des Versuchsmaterials zur Verfügung. In einem solchen Falle sind die Anforderungen an die Empfindlichkeit der Meßvorrichtung sehr groß, und zwar schon deshalb, weil die Ausdehnung fester Körper immer sehr klein ist.

Es liegt in diesem Falle nahe, das bekannte Martinsche Meßverfahren mittels Spiegelapparaten, das ja im Materialprüfungswesen eine große Verbreitung gefunden hat, zu benutzen. Die Schwierigkeit, dieses Verfahren anzuwenden, liegt vorwiegend darin, der ganzen Probe eine

1) Leonardo da Vinci, Auswahl von Marie Herzfeld, 2. Aufl., S. 43. Jena, Diederichs. 1906. Vgl. auch Winkelmann, Handbuch der Physik (2. Aufl., Bd. II, S. 560).
2) Winkelmanns Handbuch der Physik, l. c.



bestimmbare Temperatur zu geben, sowie verschiedene Fehlerquellen zu beseitigen, oder sie in Berechnung zu ziehen.

Mittels der Wasserkühlung und unter Anwendung von Quarz und Invar in den Apparatteilen, deren Ausdehnung das Ergebnis fehlerhaft machen kann, gelang es, einen Apparat zu konstruieren, der sehr befriedigend arbeitete, und dessen Ergebnisse bis auf 0,5 — 1 Proz. übereinstimmten.

Der Probestab A ist zwischen der Invarspitze K, die an dem Röhrensystem RR angelötet ist und der Quarzröhre (eventuell der Invarspitze) S, die in einer Metallröhre verschiebbar und mittels der Feder T gegen den Probestab festgeklemmt ist, eingespannt.

Der Probestab ist umgeben von dem Glaszylinder U, der mittels der Feder F gegen zwei V-förmige Metallstücke festgeklemmt wird. Die Verbindung zwischen Stab und Zylinder besteht aus dem Gummiteil G, Ebonit E und der Messingröhre M.

Das Röhrensystem R wird von zwei Schrauben B festgehalten. In eine Ansatzröhre C kann ein Thermometer eingesetzt werden. An der Feder D und der Quarzröhre S befindet sich das zweischneidige Stahlstück H, das in einem Spiegel endet. Diese Vorrichtung mißt die Ausdehnung, die der Stab A erfährt, wenn er z. B. mittels Wasserdampfs erwärmt wird. Bei einem Skalaabstand von etwa 400 cm, einer Stablänge von etwa 8 cm (kleines Modell) und einem Abstand zwischen den Schneiden der Drehvorrichtung von 0,5 cm erhält man einen Ausschlag von etwa 15 cm (Material Kupfer). Das will besagen, daß diese Größe mit einer Genauigkeit von rund 0,2 Proz. bestimmbar ist, wenn man die Ablesungsgenauigkeit = 0,2 mm setzt.

Bei dieser Versuchsanordnung sind verschiedene Fehlerquellen zu beachten. Erstens können die Anlagestellen des Stabes A an der Invarspitze K und der Schneide an der Feder D bei einer Temperaturveränderung des Systems verschoben werden. Der Quarzstab S dehnt sich ebenfalls unter dem Einfluß dieser Temperaturerhöhung aus. Diese Fehlerquellen werden wenigstens teilweise unterdrückt durch die Wasserkühlung in dem System $L\ R\ N$ und die Umbiegung der Feder D, und zwar auch deshalb, weil diese Apparatteilchen aus Material mit kleinem Ausdehnungskoeffizienten bestehen. Invar hat einen Ausdehnungskoeffizienten von ungefähr 1/10 von dem des Eisens, und Quarz sogar einen noch kleineren.

Um die Wärmeabgabe an den Enden des Stabes A zu verringern, werden kleine Quarzplatten zwischen den Stab und die Spitzen K und S gelegt.

Ob die Fehlerquellen bei dieser Anordnung so weit unterdrückt werden, daß ihr Einfluß unberücksichtigt bleiben kann, ließe sich nur durch eine Untersuchung des Temperaturverlaufs der Invarspitze und des Quarzstabes bei Erhitzung des Probestabes feststellen. Mit kleinen Thermoelementen (Fe-Konstantan), die teils an den Spitzen angelötet wurden, teils mittels einer Feder längs des Quarzstabes verschiebbar waren, wurden die Temperaturen gemessen, und die Ausdehnung der genannten Apparatteilchen berechnet. Es ergab sich, daß die betreffenden Fehlerquellen mit 0,2 Proz. auf das Ergebnis fehlerhaft einwirkten. Dieser Betrag ist nicht größer, als die Ablesungsfehler eines gewöhnlichen Ausschlags und kann deshalb unberücksichtigt bleiben.

Kontrollmessungen wurden mit einem Probestück aus Kupfer vorgenommen. Zwei gleichlaufende Messungen ergaben für den Koeffizienten bzw. $1{,}721 \cdot 10^{-5}$ und $1{,}701 \cdot 10^{-5}$, im Durchschnitt also $1{,}711 \cdot 10^{-5}$. Dieser Wert steht im guten Einklang mit den Angaben für diesen Koeffizienten nach Landolt und Börnsteins Tabellen, wo der Ausdehnungskoeffizient als zwischen $18^0 - 100^0$ gleich $1{,}71 \cdot 10^{-5}$ angegeben wird.

Im vorliegenden Falle wurden ein Skalaabstand von etwa 400 cm, ein Probestab von etwa 8 cm (mit dem Horizontalkatetometer gemessen), sowie ein Thermometer mit $^1/_{10}{}^0$ Teilen (für herausragende Quecksilberfaden korrigiert) verwendet. Der Abstand zwischen den Schneiden der Drehvorrichtung wurde mit einer Mikrometerschraube bestimmt (zu etwa 0,5 cm).

Kristiania, Physikalisches Institut der Universität, Mai 1918.

(Eingegangen 31. Januar 1919.)

Messungen des Ausbleichens von Farben im Tageslicht.

Von Otto Meißner.

Die nachstehenden Messungen des Ausbleichens von Farben unter dem Einfluß des Lichtes sind nach der Ostwaldschen Methode ausgeführt[1]). Es handelt sich um 7 Stücke Papier verschiedener Färbung: 2 dunkle, nämlich I. ein Stück eines blauen Heftdeckels, II. ein Stück rotbraunes Papier, wie es in die Briefumschläge eingelegt wird, um diese undurchsichtig zu machen, III. bis VII. waren Stücke von Löschblättern der Färbungen: rot, orange, gelb, grün, blau. (Die genauen Kennzahlen finden sich in der Tabelle unten.) Diese Papiere klebte ich auf ein Pappstück nebeneinander, über das letzte Drittel legte ich wieder einen Pappstreifen, so daß dies unbelichtet blieb. Dann setzte ich das Ganze vom 26./9.—21./10. 1918 dem Tageslicht aus, und zwar in annähernd vertikaler Stellung, zwischen Doppelfenstern. Vom 22./12. 1918 bis 2./1. 1919 machte ich dann je sechs Messungen der belichteten (*B*) und unbelichteten (*U*) Stellen. In der Zwischenzeit hatte ich die Pappe lichtdicht in einem Heft aufbewahrt. Schwarz- und Weißgehalt s und w bestimmte ich wie in der früheren Arbeit; zur Bestimmung des Farbtons c stand mir diesmal dank des Herrn Geheimrats Wilhelm Ostwald für jede Nummer des Farbkreises eine Farbe zur Verfügung. g in der Tabelle ist der Weißgehalt des in der Farbe vorkommenden Graus in Prozenten, also

$$g = \frac{100\,w}{w+s}$$

Die Reinheit

$$r = 100 - w - s.$$

Aus der Tabelle ersieht man sogleich, daß das Verhalten der dunklen und hellen Farben verschieden ist.

Bei den dunklen Farben hat der Schwarzgehalt ab-, der Weißgehalt zugenommen. Es ist also auch rechnerisch ein „Ausbleichen" festzustellen. Der Farbton und die — geringe — Reinheit haben sich nicht wesentlich verändert.

Bei den hellen Farben hat die Reinheit infolge der Belichtung erheblich abgenommen. Während sie bei den unbelichteten Farben 33—60 Proz. beträgt, ist sie bei den unter dem Einfluß der Belichtung von $3^1/_2$ Wochen überall auf etwa 20 Proz. gesunken. Dabei ist das Grau an sich ziemlich unverändert geblieben — es ist bei V. dunkler, bei VI. und VII. heller geworden. Der Farbton ist auch hier konstant geblieben.

Darf man vorliegende Untersuchungen, die der Natur der Sache nach und unter den jetzigen Verhältnissen nur als vorläufige gelten können,

		c	w	s	r	g
I.	B	53,0 ± 0,0	17,7 ± 2,1	69,8 ± 4,0	12,5 ± 4,5	20,3
	U	53,7 ± 0,3	07,0 ± 0,8	74,2 ± 1,5	18,8 ± 1,7	8,6
	Δ	−0,7 ± 0,3	+10,7 ± 2,3	− 4,4 ± 4,3	− 6,3 ± 4,8	+11,7
II.	B	14,8 ± 0,3	08,5 ± 0,8	86,8 ± 1,0	04,7 ± 1,4	8,9
	U	14,0 ± 0,0	04,7 ± 0,5	93,0 ± 0,8	02,3 ± 0,9	4,8
	Δ	+0,8 ± 0,3	+ 3,8 ± 0,9	− 6,2 ± 1,4	+ 2,4 ± 1,7	+ 4,1
III.	B	00,8 ± 6,2	54,2 ± 3,4	23,3 ± 3,3	22,5 ± 4,8	70,2
	U	00,7 ± 0,3	45,0 ± 2,6	18,3 ± 3,1	36,7 ± 4,1	71,0
	Δ	+0,1 ± 0,4	+ 9,2 ± 4,3	+ 5,0 ± 4,5	−14,2 ± 6,2	− 0,8
IV.	B	10,5 ± 0,3	36,7 ± 2,1	38,3 ± 1,1	25,0 ± 2,3	49,3
	U	11,0 ± 0,7	31,7 ± 2,6	31,7 ± 1,7	36,6 ± 3,1	50,0
	Δ	−0,5 ± 0,8	+ 5,0 ± 3,3	+ 6,6 ± 2,0	−11,6 ± 3,9	− 0,7
V.	B	30,5 ± 0,3	42,5 ± 2,1	38,5 ± 1,1	19,0 ± 2,4	52,8
	U	31,0 ± 6,7	41,2 ± 1,5	25,5 ± 1,4	33,3 ± 2,0	62,8
	Δ	−0,5 ± 0,8	+ 1,3 ± 2,6	+13,0 ± 1,8	−14,3 ± 3,2	−10,0
VI.	B	54,0 ± 0,0	36,7 ± 2,5	44,2 ± 3,3	19,1 ± 4,1	45,8
	U	54,3 ± 0,4	15,2 ± 0,6	23,3 ± 2,5	61,5 ± 2,6	39,3
	Δ	−0,3 ± 0,4	+21,5 ± 2,6	+20,9 ± 4,1	−42,4 ± 4,9	6,5
VII.	B	84,5 ± 0,3	36,7 ± 2,8	49,8 ± 3,8	13,5 ± 4,8	42,7
	U	84,7 ± 0,3	10,7 ± 0,4	28,7 ± 3,2	60,6 ± 3,2	27,5
	Δ	−0,2 ± 0,4	+26,0 ± 2,9	+21,1 ± 4,9	−47,1 ± 5,8	+15,2
Mittel Δ III.—VII.		−0,3 ± 0,6	+12,6 ± 3,1	+13,3 ± 3,5	−25,9 ± 4,8	+2,0 ± 8,7

1) Vgl. diese Zeitschr. **20**, 83—85, 1919.

verallgemeinern[1]), so hätte man folgende Ergebnisse:

1. Bei dunklen Farben nimmt unter dem Einflusse der Belichtung (durch Tageslicht) der Weißgehalt auf Kosten des Schwarzgehaltes zu. Reinheit und Farbton bleiben annähernd gleich. (Bei sehr langer Belichtung dürfte die Reinheit asymptotisch dem Grenzwerte o zustreben.)

2. Bei hellen Farben nehmen Weiß- und Schwarzgehalt annähernd gleich stark zu, die Reinheit also entsprechend ab. Der Farbton bleibt ungefähr derselbe.

Bei ganz hellen Farben (s sehr klein) würde man zweifellos eine Zunahme von s finden, wie ja insbesondere bei V. der Tabelle schon angedeutet ist; es findet eine Verdunkelung, ein „Verschmutzen" statt. Unter Vorbehalt werde demnach noch hinzugesetzt:

3. Bei ganz hellen Farben nimmt der Schwarzgehalt auf Kosten des Weißgehaltes zu.

„Endziel" der Entwicklung ist immer: $r=0$.

1) Daß dies in der Tat möglich ist, halte ich für sicher nach meinen Erfahrungen über das Ausblassen von Teppichen, Vorhängen, Tapeten u. ä.

Potsdam, 21. Januar 1919.

(Eingegangen 22. Januar 1919.)

Über eine Beziehung zwischen der L-Serie der Röntgenspektren und den Atomgewichten.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von F. Kirchhof.

Das Moseleysche Gesetz drückt bekanntlich die Beziehung zwischen den Werten der Barklaschen K-Serie der charakteristischen Röntgenstrahlenspektren und den Moseleyschen Ordnungszahlen der Elemente aus, wonach das Produkt aus dem Quadrat der um 1 verminderten Ordnungszahl eines Elementes zwischen Aluminium und Silber und seinem K-Wert eine Konstante darstellt, welche ungefähr 1200 beträgt. Für die L-Serie besteht eine derartige Beziehung nicht.

Es wurde daher untersucht, ob für diese nicht eine andere Gesetzmäßigkeit existiere, da die L-Kurve einen etwas anderen Verlauf als die Kurve der K-Werte nimmt[1]).

Es ergab sich tatsächlich eine solche, indem das Produkt aus dem Quadrat neuer Ordnungszahlen der Elemente und ihren entsprechenden L-Werten eine Konstante ergibt, welche um den Wert 12550 liegt, demnach ungefähr von der zehnfachen Größenordnung der Moseleyschen Konstanten ist[1]).

Wie man aus der Tabelle I ersieht, sind diese neuen Ordnungszahlen (N), welche man erhält, wenn man auf Grund eines verallgemeinerten Zerfallsschemas die geradwertigen Elemente mit stets um zwei Einheiten wachsenden Nummern versieht und hierbei auch Isotope berücksichtigt, durchweg von der Größenordnung der halben Atomgewichte, wie dies bei den Moseleyschen Ordnungszahlen bis zum Kalzium gleichfalls der Fall ist[2]).

Die Folge davon ist, daß die Werte, welche mit Hilfe der halben Atomgewichte berechnet sind, weitgehend mit denen aus den Rutherfordschen Ordnungszahlen übereinstimmen. Die angeführte Beziehung läßt sich demnach durch folgende Formeln ausdrücken:

$$N^2 \cdot L_{\alpha_1} \backsimeq \left(\frac{A}{2}\right)^2 \cdot L_{\alpha_1} = \text{konst.} \backsimeq 12550. \qquad (1)$$

Hieraus folgt für A die einfache Beziehung:

$$A \backsimeq \sqrt{\frac{12550}{L_{\alpha_1}}} \backsimeq \frac{224}{\sqrt{L_{\alpha_1}}}. \qquad (2)$$

Da sich die L-Kurve mit einiger Sicherheit ungefähr bis zum Zink extrapolieren läßt, so wurde die Konstante bloß bis zu diesem Element berechnet. Ob auch für die niedrigeren Atomgewichte noch Gültigkeit des Gesetzes besteht, bleibt abzuwarten.

Innerhalb des oben angeführten Bereiches scheint es aber als erwiesen, daß auch die Atomgewichte bzw. die neuen Ordnungszahlen, welche von der Größenordnung der halben Atomgewichte sind, zu den charakteristischen Röntgenstrahlenspektren in Beziehung stehen.

Als eine Folgerung aus dieser Gesetzmäßig-

1) Auf Grund einer brieflichen Mitteilung von Herrn Prof. Dr. St. Meyer (Wien) ist der Grund für diesen Unterschied in folgendem Umstand zu erblicken: Man nimmt an, daß nahe dem positiven Atomkern zunächst drei Elektronen vorhanden sind, die für die Entstehung der K-Serie als maßgebliche gelten (Debye); der nächste Elektronenring, der für die L-Serie in Betracht gezogen wird, ist etwas weiter vom Kern entfernt und soll sieben Elektronen umfassen (Kroo, Vegard).

1) Nach einer neueren Angabe von L. Graetz, Die Atomtheorie in ihrer neuesten Entwicklung, Stuttgart 1918, S. 57, berechnet sich diese Konstante zu 12600. Die vorliegenden L_{α_1}-Werte sind dem Werke desselben Autors, Die Elektrizität und ihre Anwendungen, entnommen.

2) Ebenfalls durch Prof. St. Meyer erfuhr ich, daß E. Rutherford, Phil. Mag. (6) **21**, 669, 1911, bereits vor Moseley für die Kernladungszahl, die seither mit der Ordnungszahl identifiziert wurde, den Wert $N=\frac{A}{2}$ angenommen hatte. Diese Ordnungszahl möge in Zukunft als Rutherfordsche O.-Z. bezeichnet werden.

Tabelle I.

Element	Neue O.-Z. N	$\frac{A}{2}$	Wellenlänge in $La_1 \cdot 10^{-8}$ cm	Konstante aus N ber. K_2	Dieselbe aus $\frac{A}{2}$ ber. K_2	Diff. vom Mittelwert
1	2	3	4	5	6	7
Zn	32	32,685	12,346 gem.	12640	(13030)	+ 90
Ga	35	34,95	10,20 ber.	12490	12358	— 60
Ge	36	36,25	9,55 „	12380	12540	—170
As	37	37,485	9,10 „	12458	12782	— 92
Se	38/40 [1]	39,6	8,704 „	12530	12640	— 20
Mo	48	48,0	5,423 gem.	12495	12495	— 55
Pd	54	53,35	4,385 „	12787	12476	+237
Ag	55	53,94	4,170 „	12613	12130	+ 63
Sn	58/60	59,4	3,619 „	12600	12750	+ 50
Ta	91	90,75	1,525 „	12630	12560	+ 80
W	92	92,0	1,475 „	12484	12484	— 66
Pt	98	97,6	1,316 „	12640	12535	+ 90
Tl	101	102,0	1,220 „ [2]	12445	12570	—105
Pb	102/104	103,6	1,179 „	12503	12645	— 47
U	118/120	119,1	0,919 „	12550	(13030)	0
				Mittel 12550	Mittel 12600	Sa. —5

Tabelle II.

Elem.	O.-Z.	Elem.	O.-Z.	Elem.	O.-Z.	Elem.	O.-Z.	Elem.	O.-Z.	Elem.	O.-Z.
He	2	(*Prt Ca*)	22	—	—	*La*	69	*Ad*	86	*RdTh*, MTh_1	114
Li	3	*Sc*	23	*Y*	45	*Ce*	70	*Lu*	88	MTh_2	115
Be	4	*Ti*	24	*Zr*	46	*Pr*	71	*Tu II*	90	*Th*	116
B	5	*V*	25	*Nb*	47	*Nd*	72	*Ta*	91	*Bv*	117
C	6	*Cr*	26	*Mo*	48	—	73	*W*	92	*U*	118/120
N	7	*Mn*	27	—	49	*Sm*	75	—	93/95		
O	8	*Fe*	28	*Ru*	50/52	*Eu*	76	*Os*	96		
F	9	*Co*	29	*Rh*	53			*Ir*	97		
Ne	10	*Ni*	30	*Pd*	54			*Pt*	98		
Na	11	*Cu*	31	*Ag*	55	*Gd*	78	*Au*	99		
Mg	12	*Zn*	32	*Cd*	56	*Tb*	80	*Hg*	100		
Al	13	*Ga*	33/35	*In*	57	*Ds*	81	*Tl*	101		
Si	14	*Ge*	36	*Sn*	58/60	*Ho*	82	*Pb*	102/104		
P	15	*As*	37	*Sb*	59	*Er*	83	*Bi*	103		
S	16	*Se*	38/40	*Te*	62/64	*Tu I*	84	*Po*, *ThB*	104/106		
Cl	17	*Br*	39	*J*	63			—	—		
A	18/20	*Kr*	40/42	*X*	66			*Th Em*	110		
K	19	*Rb*	43	*Cs*	67			—	111		
Ca	20	*Sr*	44	*Ba*	68			*Ra*, *ThX*	112		

keit ergibt sich, daß auch den Isotopen einer Plejade verschiedene Ordnungszahlen zukommen müssen, da jene verschiedene Atomgewichte aufweisen. Hingegen ist es ersichtlich, daß Elementen benachbarter Gruppen gleiche Ordnungszahlen zukommen können, z. B. dem MTh_1 und dem *RdTh* (114), dem *ThB* und dem *ThC''* (106) usw.

Um eine Charakterisierung der Elemente im Sinne der Moseleyschen Ordnungszahlen zu erzielen, wurden den ungeradwertigen Elementen (ersten β-Strahlungsprodukten) die ungeraden natürlichen Zahlen zugeordnet und bezüglich der Isotopen so verfahren, wie bei den geradwertigen Elementen.

Die so erhaltenen neuen Ordnungszahlen finden sich in Tabelle II zusammengestellt.

Wir sehen hier eine analoge Erscheinung wie bei den Atomgewichten, indem einem in der Reihe vorhergehenden Element bereits eine höhere Ordnungszahl zukommen kann als dem folgenden. Diese „Anomalie" tritt bekanntlich auch bei den Atomgewichten auf und hat aller Wahrscheinlichkeit nach ihren Grund in der Isotopenbildung und der verschiedenen Lebensdauer der Glieder benachbarter Plejaden[1]). Sind z. B. *A* und *A'* die Isotopen einer gerad-

1) Bei Elementen, denen zwei (neue) Ordnungszahlen (2 Isotope) zukommen, wurde das arithmetische Mittel der beiden K_2-Werte genommen.

2) Nach Siegbahn u. Friman, Phil. Mag. **31**, 1916, stellen die charakteristischen Röntgenspektrallinien (α u. β) enge Doublets dar. Den Komponenten der α-Linie des *Tl* kommen die folgenden Wellenlängen zu: $\alpha_1 = 1{,}209 \cdot 10^{-8}$ cm, $\alpha_2 = 1{,}220 \cdot 10^{-8}$ cm.

1) An anderer Stelle werde ich auf die Verallgemeinerung der Zerfallstheorie ausführlich zu sprechen kommen.

Tabelle III.

Elemente	O.-Z. N	$\frac{A}{2}$	Wellenlänge von L_{α_1} in 10^{-8} cm	Schwingungszahl $\nu_{L_{\alpha_1}}$	2. Wurzel aus νL_{α_1}	$6{,}48\sqrt{\nu L_{\alpha_1}}$	Abweichung von N	Abweichung von $\frac{A}{2}$	Anmerkung
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Zn	32	32,68	12,346	$0{,}2430 \cdot 10^{18}$	$4{,}930 \cdot 10^{8}$	31,95	− 0,05	− 0,73	
Ge	36	36,25	9,55	0,3156 „	5,618 „	36,34	+ 0,35	+ 0,09	L_{α_1} ber.
As	37	37,48	9,10	0,3297 „	5,743 „	37,14	+ 0,14	− 0,34	„
Se	38	39,6	8,704	0,3447 „	5,871 „	37,97	− 0,03	− 1,63	
Br	39	39,96	8,391	0,3575 „	5,978 „	38,74	− 0,26	− 1,22	
Zr	46	45,3	6,596	0,4932 „	7,023 „	45,51	− 0,49	+ 0,21	
Mo	48	48,0	5,423	0,5532 „	7,438 „	48,11	+ 0,11	+ 0,11	
Rh	53	51,45	4,596	0,6527 „	7,986 „	51,75	− 1,25	+ 0,30	
Pd	54	53,35	4,385	0,6842 „	8,271 „	53,56	− 0,44	+ 0,21	
Ag	55	53,94	4,170	0,7194 „	8,482 „	54,86	− 0,14	+ 0,92	$N = 59$ angen.
Sn	58|60	59,4	3,594	0,8346 „	9,135 „	59,16	+ 0,16	− 0,24	
Cs	67	66,4	2,891	1,037 „	10,19 „	66,06	− 0,97	− 0,37	
Nd	72	72,15	2,369	1,267 „	11,27 „	73,03	+ 1,03	+ 0,88	
Ta	91	90,75	1,525	1,967 „	14,025 „	90,72	− 0,28	− 0,03	
W	92	92,0	1,471	2,040 „	14,28 „	92,53	+ 0,53	+ 0,53	
Pt	98	97,6	1,316	2,280 „	15,10 „	97,66	− 0,34	+ 0,06	
Hg	100	100,3	1,240	2,420 „	15,55 „	100,76	+ 0,76	+ 0,46	
Tl	101	102,0	1,209	2,481 „	15,75 „	101,9	+ 0,9	− 0,1	
Pb	102|104	103,56	1,175	2,554 „	15,98 „	103,54	+ 0,54	− 0,02	$N = 103$ angen.
Ra	112	113,0	1,010	2,970 „	17,23 „	111,65	− 0,35	− 1,35	
Th (*Io*)	116(114)	116,1	0,957	3,135 „	17,71 „	114,76	− 0,24	(− 1,34)	$N = 115$ angen.
U(*II*)	118	119,09	0,911	3,293 „	18,14 „	117,55	− 0,45	(− 1,54)	
							− 0,78	− 2,26	

wertigen Gruppe, B und B' die durch β-Strahlung aus ihnen hervorgegangenen Isotopen (ungeradwertige Gruppe), so ist leicht einzusehen, wenn die Lebensdauer von $A > A'$, die von $B' > B$ ist, daß dann im Isotopengemisch AA' das Atomgewicht des A, im Gemisch BB' dasjenige von B' überwiegen wird. Ist nun das Atomgewicht von $A = B >$ als dasjenige von $A' = B'$, so wird das vorhergehende Element (AA') ein (scheinbar) höheres Atomgewicht als das nachfolgende (BB') aufweisen. Ein derartiger Fall scheint bei Te—J in Betracht zu kommen.

Die Lücken in der Reihe der Rutherfordschen Ordnungszahlen weisen, mit Ausnahme derjenigen, welche denen der Moseleyschen Reihe entsprechen, nicht auf fehlende Elementtypen (Isotopengruppen), sondern bloß auf einzelne unbekannte Isotopen hin.

Bezeichnen wir jedes Isotop als „Atomart" im Sinne K. Fajans, so existieren im ganzen 120 Arten von Atomen, welche sich auf 92 „Elementtypen" (entsprechend der höchsten Moseleyschen Ordnungszahl) verteilen, von welchen fünf unbekannt sind.

Die Moseleyschen Ordnungszahlen behalten daher selbstverständlich ihre Bedeutung als Kernladungszahlen bei. Die neuen Ordnungszahlen gehen vielmehr aus den Moseleyschen dadurch hervor, daß zu diesen noch jene Zahlen (ein- oder ein Vielfaches davon) hinzukommen, welche durch die Isotopenbildung auf Grund des Zerfallsschemas resultieren. So hat Ti z. B. die Moseleysche Ordnungszahl 22; nun kommt zufolge des Zerfallsschemas dem (unbekannten) Isotopen des Ca ($Protr$-$Ca = 44$), die neue Ordnungszahl 22 zu, weshalb z. B. Ti sowie sämtliche mit ihm in einer Reihe stehenden Elemente (Ti bis Ga) eine um zwei Einheiten höhere neue Ordnungszahl als die Moseleysche besitzen.

Diese zu den Moseleyschen Ordnungszahlen hinzukommenden Zahlen habe ich „Isotopenzahlen" genannt. Die Moseleyschen Ordnungszahlen stellen demnach sozusagen die Vertikalprojektion der Rutherfordschen Ordnungszahlen auf die x-Achse dar, indem dabei die Isotopen einer Plejade in den gleichen Projektionsstrahl fallen, mithin das gleiche x, die gleiche Moseleysche Ordnungszahl besitzen müssen.

Bezeichnen wir die Moseleysche Ordnungszahl mit M [1]), die Isotopenzahl mit I, die Rutherfordsche Ordnungszahl mit N, so ergibt sich die einfache Beziehung:

$$M + I = N \backsimeq \frac{A}{2}, \qquad (3)$$

mithin

$$A \backsimeq 2(M + I), \qquad (4)$$

d. h. das Atomgewicht stellt sich angenähert als lineare Funktion der Moseleyschen Ordnungszahl und der Isotopenzahl dar.

1) Ich möchte hier in Vorschlag bringen, die Atomzahl zu Ehren Moseleys mit dem Buchstaben M zu bezeichnen.

Drückt man I durch die Beziehungen zwischen K_{α_1}, L_{α_1}, K_1 (1200) und K_2 (12600) aus, so ergibt sich schließlich für das Atomgewicht eines Elementes in erster Annäherung die Formel:

$$A \backsimeq 2\left[M + \sqrt{\frac{K_2}{L_{\alpha_1}}} - \left(\sqrt{\frac{K_1}{K_{\alpha_1}}} + 1\right)\right]. \qquad (5)$$

Dieselbe stellt das Atomgewicht (in erster Annäherung) als Funktion der Moseleyschen Ordnungszahl und der K- und L-Werte der charakteristischen Röntgenspektren dar[1]).

Da K_1 bekanntlich zur Rydbergschen Universalkonstante ν_0 (109675) in Beziehung steht, so kann man auch K_2 als Funktion dieser Größe ausdrücken:

$$K_1 = \frac{10^8}{{}^3/_4\,\nu_0}, \quad K_2 = 10{,}5\,K_1 \qquad (6)$$

$$K_2 = 10{,}5 \cdot \frac{10^8}{{}^3/_4\,\nu_0} = \frac{1{,}40 \cdot 10^8}{\nu_0}. \qquad (7)$$

Führen wir diese in die Formeln (1) bzw. (2) ein, so erhalten wir schließlich folgende Ausdrücke:

$$N = 10^4 \sqrt{\frac{1{,}40}{L_{\alpha_1}\nu_0}} = \frac{1{,}1183 \cdot 10^4}{\sqrt{L_{\alpha_1}\nu_0}} \qquad (8[2]))$$

und

$$A \backsimeq 2 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{1{,}40}{L_{\alpha_1}\nu_0}} = \frac{2{,}366 \cdot 10^4}{\sqrt{L_{\alpha_1}\nu_0}}. \qquad (9)$$

Die Atomgewichtsformeln geben, wie nochmals betont sei, nur eine erste Annäherung an die wirklichen Atomgewichtswerte. Da Isotope, wie E. Rutherford und C. Andrade für RaD und Pb gefunden haben, gleiche Röntgenspektren, folglich auch gleiche K- und L-Werte besitzen, so versagt bei ihnen (bzw. bei einigen von ihnen) die Berechnung ihres Atomgewichts nach diesen Formeln.

Nachtrag.

Setzt man in der Gleichung (1) statt der Wellenlänge die Schwingungszahl, so gelangt man zu den folgenden Ausdrücken:

$$N^2 \cdot L_{\alpha_1} = N^2 \cdot \frac{3 \cdot 10^{10}}{\nu_{L_{\alpha_1}} \cdot 10^{-8}} = N^2 \cdot \frac{3 \cdot 10^{18}}{\nu_{L_{\alpha_1}}} = K_2. \qquad (10)$$

Daraus berechnet sich N zu:

$$N = 6{,}48 \cdot 10^{-8} \sqrt{\nu_{L_{\alpha_1}}} = 6{,}48 \cdot a, \qquad (11)[1])$$

wobei $a \cdot 10^8 = \sqrt{\nu_{L_{\alpha_1}}}$ ist, z. B. für Zn ist $a = 4{,}930$, für U, $a = 18{,}14$.

Die hieraus berechneten Werte für N finden sich in Tabelle III zusammengestellt. Dabei sind den Berechnungen die neueren L_{α_1}-Werte (s. l. c.) zugrunde gelegt.

Da die Konstante 6,48 in Beziehung zur Planckschen Konstanten ($h = 6{,}55$ bzw. $6{,}57 \cdot 10^{-27}$) zu stehen scheint, so kann man N auch zu dieser Größe in Beziehung bringen:

$$N = k \cdot h \cdot \sqrt{L_{\alpha_1}}, \qquad (12)$$

wobei $k = 1{,}01 \cdot 10^{19}$ zu setzen ist.

Da h das Verhältnis zwischen Energiequantum und Schwingungszahl des schwingenden Elektrons darstellt, so käme der Rutherfordschen O.-Z. N, und mithin auch dem Atomgewicht die Funktion eines solchen Energiequantums zu.

Die aufeinanderfolgenden Elemente (bzw. Isotopen) unterscheiden sich voneinander durch ein Energiequantum oder ein ganzes Vielfaches davon.

Diese Beziehung scheint dem Verfasser eine neue Bestätigung für die Scheinbarkeit der Atommasse bzw. des mechanischen Begriffs der Masse überhaupt zu sein.

1) Da $\sqrt{\frac{K_1}{K}} + 1$ die Moseleysche O.-Z. M darstellt, so ist Formel (5) bloß als eine Umformung von (2) anzusehen.

2) Die Zahl $Q = M - 1$ kann man bekanntlich als Funktion von K_{α_1} und ν_0 ausdrücken:

$$Q = \sqrt{\frac{\nu}{{}^3/_4\,\nu_0}} = \frac{10^4}{\sqrt{K_{\alpha_1}\nu_0}}.$$

1) Die Moseleysche O.-Z. N kann mit großer Annäherung durch die Beziehung: $M = 2\sqrt{\nu_{L_{\alpha_1}}} + 1$ ausgedrückt werden.

(Eingegangen 27. Januar 1919.)

BESPRECHUNGEN.

M. v. Rohr, Die optischen Instrumente. 3. Auflage. kl. 8°. (Aus Natur und Geisteswelt, 88. Bändchen.) VI u. 137 S. m. 89 Abbildungen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1918. Geh. M. 1.20, geb. M. 1.50.

Das schon im XIII. Jahrgang dieser Zeitschrift auf Seite 792 besprochene Werkchen ist nun in 3. Auflage erschienen, ein Zeichen dafür, daß es viele Leser gefunden hat, trotzdem es tatsächlich nicht ganz leicht ist, für nicht ausreichend mit der neueren Betrachtungsweise optischer Vorgänge in Linsensystemen Vertraute den an manchen Stellen sehr gedrängten Darlegungen zu folgen. Der

Verfasser hat in der neuen Auflage bei der Durcharbeitung des Stoffes diesem eine andere Einteilung zugrunde gelegt, indem er die optischen Instrumente in „verdeutlichende" und „wiederholende" einteilt, gegenüber der früheren Einteilung in solche zum „objektiven" und zum „subjektiven" Gebrauch. Die Rechtfertigung für diese Einteilungen ist in beiden Fällen schwer zu erbringen, da tatsächlich die einzelnen Typen häufig ineinander übergreifen und die Trennung derselben durch ganz geringfügige Änderungen in der Zusammenfügung der optischen Elemente verwischt werden kann. Wenn auch nicht ganz gleichmäßig, sind die einzelnen optischen Instrumente nach einer Einführung in die heutige Anschauungsweise beschrieben und in ihrer Wirkung durch Wort und Bild so weit erläutert, daß der Leser einen genügenden Einblick in das Wesen der Apparate erhält. Besonderes Gewicht ist immer wieder auf die Eigentümlichkeiten des perspektivischen Sehens gelegt, indem die davon betroffenen Vorgänge stets auf den Drehpunkt des Auges bezogen werden, was namentlich bei der richtigen Beurteilung der Projektionsbilder von Bedeutung ist. — Das Bestreben, alle Fremdworte zu verdeutschen, führt an manchen Stellen zu merkwürdigen Wortbildungen (Verant = Richtiggucker; Mikroskop = Nahegucker u. dgl.), die nicht allgemeine Billigung finden dürften. Leider ist durch den Papiermangel die Deutlichkeit des Druckes und der Figuren gegen die 2. Auflage merkbar schlechter geworden, wozu auch die Auswahl der Typen, die in jener Auflage wesentlich besser waren, erheblich beiträgt. Für weite Kreise, die sich über die Einrichtung der optischen Instrumente in kürzerer Zeit unterrichten möchten, bietet das Heftchen ein sehr zu empfehlendes Hilfsmittel. L. Ambronn.

G. Wiegner, Boden und Bodenbildung in kolloidchemischer Betrachtung. gr. 8°. 98 S. m. 10 Abb. Dresden u. Leipzig, Th. Steinkopff. 1918. M. 4.50.

Die vorliegende Monographie enthält in knapper Darstellung eine Übertragung der Ergebnisse der Kolloidforschung auf die Bodenkunde und hebt zugleich in klarer Form die Bedeutung der Kolloidchemie für die Erklärung der mannigfachen von der Bodenforschung festgestellten Tatsachen hervor.

Der Ackerboden kann als grobes Gemenge von verschiedenen Körpern sehr wechselnder Teilchengröße angesehen werden. Der Zerteilungsgrad selbst ist schon von größter Bedeutung für die Landwirtschaft; man unterscheidet z. B. zwischen Sand- und Tonböden, je nach der Größe der in der Hauptmenge vorhandenen Teilchen; ihr Einfluß auf das Wachstum der Pflanzen ist allgemein bekannt, und ebenso sind es die Mittel, um den feinteiligen und verkrustenden Ton- oder Lehmboden wieder aufzulockern und so eine bessere Bodenbeschaffenheit herbeizuführen. Hier ergeben sich viele Berührungspunkte mit der Kolloidforschung, die eine Anzahl von Gesetzmäßigkeiten über das Verhalten noch feinerer Teilchen festgestellt hat. Die Anwendung der von der Kolloidchemie gegebenen Begriffe auf die Resultate der Bodenforschung und die Aufklärung einer Reihe beobachteter Tatsachen sind von verschiedenen Agrikulturchemikern angestrebt worden; freilich ist diese Aufgabe bei der sehr wechselnden Zusammensetzung der Bodenbestandteile keineswegs leicht, immerhin ist schon viel Wertvolles auf diesem Gebiete geschaffen worden. Ein weiteres Berührungsgebiet mit der Kolloidchemie bildet der für die Ernährung der Pflanzen so wichtige Basenaustausch, der vornehmlich durch die in der Ackererde vorkommenden Gele bewirkt wird und vom Verfasser selbst eingehend studiert wurde.

Die begriffliche Zusammenfassung der wichtigsten oben erwähnten Erfahrungstatsachen unter allgemeinen Gesichtspunkten hat der Verfasser mit Erfolg durchgeführt und dabei manches Neue und Interessante geboten. Eine Reihe von Anmerkungen, die zur Erläuterung dient, sowie von Literaturnachweisen erleichtert das Eindringen in den Gegenstand.

R. Zsigmondy.

P. Ehrenberg, Die Bodenkolloide. Eine Ergänzung für die üblichen Lehrbücher der Bodenkunde, Düngerlehre und Ackerbaulehre. II. Auflage. gr. 8°. 716 S. Dresden u. Leipzig, Th. Steinkopff. 1918. M. 24.—, geb. M. 27.—,

Das Buch behandelt den gleichen Gegenstand, wie das von Wiegner aber unvergleichlich ausführlicher und von anderem Standpunkte aus. Während Wiegner die Böden als „Disperse Systeme" verschiedenen Zerteilungsgrades betrachtet, lenkt Ehrenberg die Aufmerksamkeit auf die im Boden enthaltenen sehr feinteiligen, also kolloiden Bestandteile und erörtert deren Einfluß auf die gröberen. Mit größter Sorgfalt und Ausführlichkeit ist die einschlägige Literatur behandelt, und manche Abschnitte des Buches, z. B. der über die Eigenschaften des Tons, seine Plastizität und Zusammensetzung werden auch für Fernstehende manches Interessante bringen. R. Zsigmondy.

Emil Du Bois-Reymond, Jugendbriefe an Eduard Hallmann. Zu seinem 100. Geburtstage, den 7. Nov. 1918, herausgegeben von Estelle Du Bois-Reymond. 8°. 155 S. Berlin, Dietrich Reimer (Ernst Vohsen). 1918. Karton. M. 5,50.

In unserer Zeit des raschen Erlebens, da alle Werte umgewertet werden und Altes niedergerissen und zerstört wird, ohne daß Neues und Besseres an seine Stelle tritt, ist es doppelt wohltuend, wenn der Blick zu jenen Gestalten hingelenkt wird, die nicht nur für den Tag Bedeutung hatten, sondern deren Werk auch nach ihrem Tode fortlebt. Aus Anlaß des 100. Geburtstages von Emil Du Bois-Reymond, der in ruhigeren Zeiten von der gesamten wissenschaftlichen Welt festlich begangen worden wäre, und dessen beim Hereinbrechen der Katastrophe kaum gedacht worden ist, beschert uns seine Tochter einen Band Briefe dieses großen Mannes. Sie sind an den um 5 Jahre älteren Freund Eduard Hallmann gerichtet, umfassen die Zeit von 1839—1850 und geben ein geschlossenes Bild einer hochbedeutsamen, vielleicht der wichtigsten Periode im Leben ihres Verfassers. Sie beginnen mit der Zeit, da sich Du Bois-Reymond auf Anregung Hallmanns von den mathematischen den organisch-naturwissenschaftlichen Studien zugewandt hatte, und endigen mit dem Erscheinen seines ersten großen Werkes über die tierische Elektrizität. Über die Ergebnisse seiner Forschungen erfahren wir nicht viel, aber wir gewinnen einen tiefen Einblick in seinen Entwicklungsgang, den Beginn der Studien und der Untersuchungen, die selbstquälerischen Zweifel an seinen Fähigkeiten, die Genugtuung über die ersten positiven Ergebnisse, bis sich endlich die Überzeugung von seinem eigenen Werte Bahn bricht. Auch andere ärztliche und naturwissenschaftliche Größen jener Zeit

lernen wir kennen, und den Physiker wird ganz besonders die Freundschaft mit Helmholtz, sowie die Gründung der Physikalischen Gesellschaft interessieren, aus der ja später die Deutsche Physikalische Gesellschaft geworden ist.

Nur ein kleines Bändchen liegt vor uns, aber hochbedeutend ist sein Inhalt. Und damit auch die Jetztzeit zu ihrem Rechte kommt, so können wir lesen, wie sich der Gelehrte mit den Ereignissen von 1848 abfindet. V. Pieck.

Tagesereignisse.

Die Fürstlich Jablonowskische Gesellschaft in Leipzig stellt die folgenden mathematisch-physikalischen Preisaufgaben:

1. Zur Entscheidung der Frage, ob eine physikalische Theorie der elektrolytischen Dissoziation möglich ist, oder ob dabei chemische Kräfte die entscheidende Rolle spielen, ist nicht bloß das vorhandene Material kritisch zu sichten, sondern es ist vor allem auch neues Material herbeizuschaffen.

Die Lösungsmittel, welche man bisher untersucht hat, stehen entweder dem Wasser sehr nahe, wie die Alkohole, oder sie zeigen nur geringe lösende und dissoziierende Eigenschaften. Eine Ausnahme bildet das flüssige Ammoniak, dessen lösende und dissoziierende Eigenschaften aber an die des Wassers lange nicht heranreichen. Ein Lösungsmittel, das seinen chemischen Eigenschaften nach vom Wasser völlig verschieden ist, aber nach seinen physikalischen Eigenschaften befähigt erscheint, ein großes Lösungs- und Dissoziationsvermögen zu zeigen, ist der flüssige Fluorwasserstoff. Die Untersuchung dieses Lösungsmittels wird daher mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit das notwendige Material zur Entscheidung der obigen Frage liefern können. Eine Erklärung dafür, daß diese Untersuchungen nicht längst ausgeführt sind, liegt nur darin, daß die experimentellen Schwierigkeiten dieser Untersuchung recht erhebliche, aber, wie der Gesellschaft scheint, nicht unüberwindliche sind.

Die Gesellschaft stellt daher die Aufgabe:

Es sind die Dielektrizitätskonstante und die lösenden und dissoziierenden Eigenschaften des flüssigen Fluorwasserstoffs zu untersuchen und die erhaltenen Resultate mit den bestehenden Theorien der elektrolytischen Dissoziation in Verbindung zu bringen.

Einlieferung bis zum 31. Oktober 1919; Preis 1500 Mark.

2. Die Gesellschaft wünscht eine Übersicht der Leptonenkunde hinsichtlich ihrer Anwendung auf kristalline Materie und eine experimentelle Fortführung der einschlägigen Forschung mittels Röntgenstrahlen auf mineralogisch bedeutsame Stoffe.

Einlieferung bis zum 31. Oktober 1920; Preis 1500 Mark.

3. Die Additionstheoreme für die drei elliptischen Funktionen sin am u, cos am u, Δ am u weisen auf eine Verallgemeinerung für ein System von vier oder mehr Funktionen hin. Man könnte für $\nu = 1, 2, 3 \ldots n$

$$\varphi_\nu (u+v) = R_\nu (\varphi_1 (u), \varphi_1 (v), \varphi_2 (u), \varphi_2 (v), \ldots \varphi_n (u), \varphi_n (v)) \qquad (1)$$

setzen und dabei $R_1, R_2 \ldots R_n$ als rationale Funktionen annehmen. Diese rationalen Funktionen hätten dann vermutlich nur den Bedingungen zu genügen, daß die beiden für $\varphi_\nu (u+v)$ und für $\varphi_\nu (v+u)$ unmittelbar und ebenso die beiden für $\varphi_\nu ((u+v)+w)$ und für $\varphi_\nu (u+(v+w))$ unmittelbar aus (1) sich ergebenden Ausdrücke übereinstimmend ausfallen.

Die Gleichungen (1) lassen sich unter analogen Bedingungen noch weiter so verallgemeinern, daß man die $\varphi_1, \varphi_2 \ldots \varphi_n$ als Funktionen von mehreren Argumenten voraussetzt; auch kann man nach Art der Weierstraßschen Behandlung der Additionstheoreme in die rechten Seiten der Gleichungen die Ableitungen der Funktionen $\varphi_1, \varphi_2 \ldots \varphi_n$ mit eingehen lassen.

Alle die angedeuteten Ansätze sind von dem Standpunkt aus zu verfolgen, daß die rationalen Funktionen $R_1, R_2 \ldots R_n$ zuerst den Bedingungen gemäß gewählt und nachher die Funktionen $\varphi_1, \varphi_2 \ldots \varphi_n$ mit Hilfe der Additionstheoreme definiert werden. Es soll versucht werden, durch tatsächliche spezielle Wahl von n und von $R_1, R_2 \ldots R_n$ einen elementaren Zugang zu einem speziellen Kapitel der Theorie der Abelschen Funktionen zu gewinnen.

Einlieferung bis zum 31. Oktober 1921; Preis 1500 Mark.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Frau Dr. Irene Götz zum Professor für Chemie an der Universität Budapest, der ständige Mitarbeiter und Laboratoriumsvorsteher an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dipl.-Ing. Dr. Walter Rogowski zum a. o. Professor für angewandte Physik an der Universität Jena.

Berufen: Der ord. Professor an der Universität Greifswald Dr. Johannes Stark zum ord. Professor der Experimentalphysik an die Universität Hamburg und Direktor des Physik. Staatslaboratoriums, der a. o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Göttingen Dr. Karl Mannich in gleicher Eigenschaft an die Universität Frankfurt/M., der Oberingenieur der Siemens-Schuckert-Werke Dr.-Ing. Ludwig Binder zum ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Darmstadt.

Neuer Lehrauftrag: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Heinrich Faßbender wurde mit provisorischer Vertretung des Lehrstuhls für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Aachen beauftragt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Münster Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm Killing.

Gestorben: Der Dozent für Mathematik an der Technischen Hochschule Zürich Professor Dr. Konrad Brandenberger, der ord. Professor für theoretische Physik, Meteorologie und Erdmagnetismus an der Universität Kiel Geh. Reg.-Rat Dr. Leonhard Weber.

Gesuche.

Gesucht

wird von einem in der Elektrotechnik erfahrenen **Physiker,** dem bis jetzt durch seine Tätigkeit (u. a. Universitätsassistent) reichlich Gelegenheit gegeben war, selbständig zu arbeiten, mit prima Zeugnissen, in der Industrie dauernde selbständige Beschäftigung. Angebote sind unter **S. H. 540** an den Verlag dieser Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstr. 2 zu richten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. Peter Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.